

Deuteronen-Einfang in ^3H und ^3He

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
bei der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johannes Gutenberg-Universität zu Mainz

vorgelegt von

WOLFGANG BUSS
aus Bobenheim/Rhein

Mainz 1966



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554419_0020

Deuteronen-Einfang in ^3H und ^3He

D i s s e r t a t i o n

E r l a n g u n g d e s D o k t o r g r a d e s

bei der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Johannes Gutenberg-Universität
zu Mainz

Vorgelegt von Wolfgang Buß
aus Bobenheim/Rhein

Mainz 1966



Dekan: Prof. Dr. L. Horner

1. Berichterstatter: P. D. Dr. B. Ziegler

2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Ehrenberg

Tag der mündl. Prüfung: 21. 7. 1966

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	5
2.	Die Reaktion ${}^3\text{He}(\text{d},\gamma){}^5\text{Li}$	7
2.1	Das Spektrum der Gammastrahlen	7
2.1.1	Meßanordnung	7
2.1.2	Untergrund	10
2.1.3	Messung	12
2.1.4	Auswertung	14
2.1.5	Deutung des gemessenen Spektrums	19
2.2	Wirkungsquerschnitte	25
2.2.1	Der Absolutquerschnitt der Reaktion ${}^3\text{He}(\text{d},\gamma){}^5\text{Li}$	25
2.2.2	Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts	26
2.3	${}^3\text{He}(\text{d},\gamma)$ -Winkelverteilung	29
3.	Die Reaktion ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$	30
3.1	Das Spektrum der Gammastrahlen	30
3.1.1	Untergrund	30
3.1.2	Anordnung	31
3.1.3	Messung	33
3.2	Der Verlauf des Querschnitts für ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$	35
3.2.1	Die Gamma-Ausbeute an dickem Target	35
3.2.2	Die Neutronen-Ausbeute Y_n	37
3.2.3	Die Tritiumdichte im Target	38
3.2.4	Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit der Energie	38
3.3	Der Absolutquerschnitt für ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$	42
3.3.1	Die Eichung des Neutronenzählers	42
3.3.2	Der absolute Wert des Einfangquerschnitts	44
4.	Diskussion der Meßergebnisse	46
4.1	Einfangmechanismen	46
4.1.1	Beteiligte Drehimpulse	46
4.1.2	Resonanzeinfang	46

4.1.3	Direkteinfang	47
4.2	Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten	47
4.2.1	Übergangswahrscheinlichkeit	47
4.2.2	Linienverhältnis	48
4.2.3	Vergleich der Verhältnisse mit dem Experiment	49
4.2.4	Ausblick	51
4.3	^3H - ^3He - Vergleich	52
4.3.1	Vergleich der Resonanzquerschnitte	52
4.3.2	Vergleich der Direktquerschnitte	54
4.4	Querschnitt der inversen Reaktion	54
5	Zusammenfassung	58
6	Literaturverzeichnis	59

1. Einleitung

Obwohl der Kernphotoeffekt allgemein gut untersucht ist, blieb ein spezieller Teilquerschnitt (der für Deuteronen-Emission) lange Zeit umstritten, weil es experimentell nicht einfach war, die emittierten Deuteronen von Protonen zu unterscheiden.

Forkman (Fo 61) und Ho und Iloff (Ho 61) fanden nun durch Anwendung verbesserter Untersuchungsmethoden, daß dieser Querschnitt bei mittelschweren Kernen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der statistischen Theorie übereinstimmt.

Bei leichten Kernen blieb er weiter nur ungenau bekannt. Um ihn genauer zu erhalten, außerdem um Information über den dabei wirksamen Reaktionsmechanismus zu erhalten, wurde schließlich die inverse Reaktion untersucht, nämlich der Einfang von Deuteronen, und die Ergebnisse nach den Regeln des "Detaillierten Gleichgewichts" umgerechnet. Der Reaktionsmechanismus kann aus Winkel- und Energieverteilung der Reaktionsprodukte erschlossen werden. Im Gegensatz zum Kernphotoeffekt lassen sich beim Deuteronen-Einfang diese Verteilungen leicht messen.

An den sehr leichten Kernen ^5He und ^5Li kann der Photoeffekt nicht direkt beobachtet werden, da die Grundzustände dieser Kerne instabil gegen Zerfall in ^4He und ein Nukleon sind (s. Bild 1). Man kann deswegen kein ^5He - bzw. ^5Li -Target herstellen. Will man trotzdem eine Aussage über den Photoeffekt an diesen Kernen gewinnen, dann muß man zum inversen Prozeß greifen. Dazu bieten sich die Reaktionen $^3\text{He}(d,\gamma)^5\text{Li}$ und $^3\text{H}(d,\gamma)^5\text{He}$ an, da sie einen hohen Q-Wert besitzen. Bereits bei geringen Einschußenergien ist Gammastrahlung bis zu 17 MeV zu erwarten. Das ist für den Nachweis günstig.

Da die Kerne ^5He und ^5Li Spiegelkerne sind, sollte der Wirkungsquerschnitt für den Deuteronen-Einfang abgesehen von Coulomb-Effekten bei beiden gleich sein, wenn die Kernkräfte ladungsunabhängig sind (s. z.B. Sa 55). Nach den bisher bekannten Werten der Querschnitte (Bl 54, Co 59, Bu 63a) ist dies nicht der Fall (Bu 63a). Die experimentellen Werte sollten deshalb in der vorliegenden Arbeit neu gemessen werden.

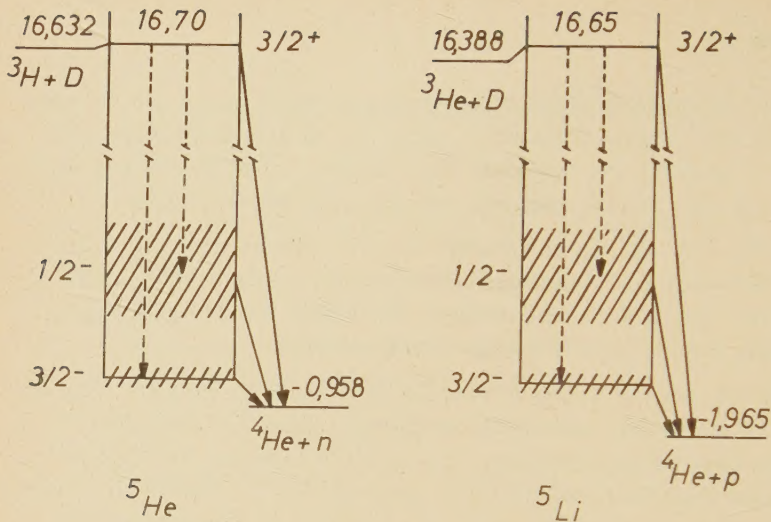


Bild 1 Niveauschema

Nach dem Schalenmodell des Atomkerns haben die beiden Kerne die Konfiguration $(1s)^4(1p)^1$. Die Spin-Bahn-Kopplung hebt die Entartung des $1p$ -Zustandes auf und läßt ihn in ein $1p_{3/2} - 1p_{1/2}$ -Dublett aufspalten. Durch Nukleonenstreuung an ${}^4\text{He}$ wurden diese Vorstellungen bestätigt. Die Messung der Polarisation der gestreuten Teilchen ergab dann weiter, daß der Grundzustand den Spin $3/2$ und der erste angeregte Zustand den Spin $1/2$ besitzt (Bild 1).

Leider kann der Verlauf des Streuquerschnitts und der Streuphasen im Rahmen der Wigner-Eisenbudschen "single level"-Dispersions-theorie (Wi 47) mit ganz verschiedenen Parametersätzen befriedigend wiedergegeben werden (Ad 52, Do 52, Ba 64).

Es erscheint deshalb sinnvoll, Kernreaktionen zu untersuchen, die auf ${}^5\text{Li}$ bzw. ${}^5\text{He}$ in niedrig angeregten Zuständen führen, um weitere Information zu gewinnen (Fe 64). Dazu ist der Einfang von Deuteronen in ${}^3\text{H}$ und ${}^3\text{He}$ geeignet.

Es war Aufgabe der vorliegenden Arbeit, das Spektrum der Einfangstrahlung zu messen und zu analysieren.

2. Die Reaktion ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$

2.1 Das Spektrum der Gammastrahlen

2.1.1 Meßanordnung

Der für die Messung benötigte Deuteronenstrahl wurde im Kaskaden-Beschleuniger des Max Planck - Instituts für Chemie erzeugt. Seine Energie konnte zwischen 0,2 und 1,4 MeV variiert werden. Zur Trennung der Komponenten wurde der Strahl magnetisch um 12° abgelenkt. Damit war zugleich eine Möglichkeit zur Stabilisierung der Energie gegeben. Sie konnte auf 1% konstant gehalten werden.

Der Deuteronenstrahl wurde mit Tantalblenden auf 4 mm $\varnothing$ kollimiert und trat durch eine 0,64 μ dicke Nickelfolie ($= 2,5 \cdot 10^{-5}$ inch entsprechend 0,57 mgr/cm²) in das Gastarget ein. Durch eine Öffnung in dessen Boden gelangte er in ein Glasrohr (s. Bild 3) und wurde dort im Gas völlig abgebremst.

Die Nickel-Eintrittsfolie am Gastarget war mit Araldit auf einen Aluminium-Folienhalter geklebt. Sie hielt einem Gasdruck von 200 Torr auf eine Fläche mit 6 mm Durchmesser stand und konnte dabei je nach Strahlenergie mit 2 bis 4 μA belastet werden, ohne Veränderungen zu zeigen. Es wurde zu ihrer Schonung trotzdem meist mit 1 bis 2 μA gearbeitet.

Das eigentliche Targetgefäß bestand aus Aluminium. Seine Innenwände konnten mit verschiedenen Stoffen ausgekleidet werden (s. Ziffer 7 in Bild 3).

Der Q-Wert der Reaktion ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$ liegt bei 16,385 MeV. Es ist also Gammastrahlung bis zu 17 MeV zu spektroskopieren. In diesem Energiebereich ist das zur Zeit vorteilhafteste und deshalb gebräuchlichste Nachweisgerät der NaJ-Kristall. Um eine gute Auflösung zu erhalten, wurde bei diesem Experiment ein NaJ-2 Kristall-Paarspektrometer (Zi 63) verwendet. Es bestand aus einem 15 cm x 20 cm $\varnothing$ großen Hauptkristall und einem Koinzidenzkristall mit den Maßen 6,3 cm x 15 cm $\varnothing$.

Die Kristalle waren zur Abschirmung gegen Untergrund-Strahlung mit 10 cm Blei und 40-70 cm Paraffin, das 5 % Borsäure enthielt, umgeben (s. Bild 2). Die Szintillationsimpulse wurden in der

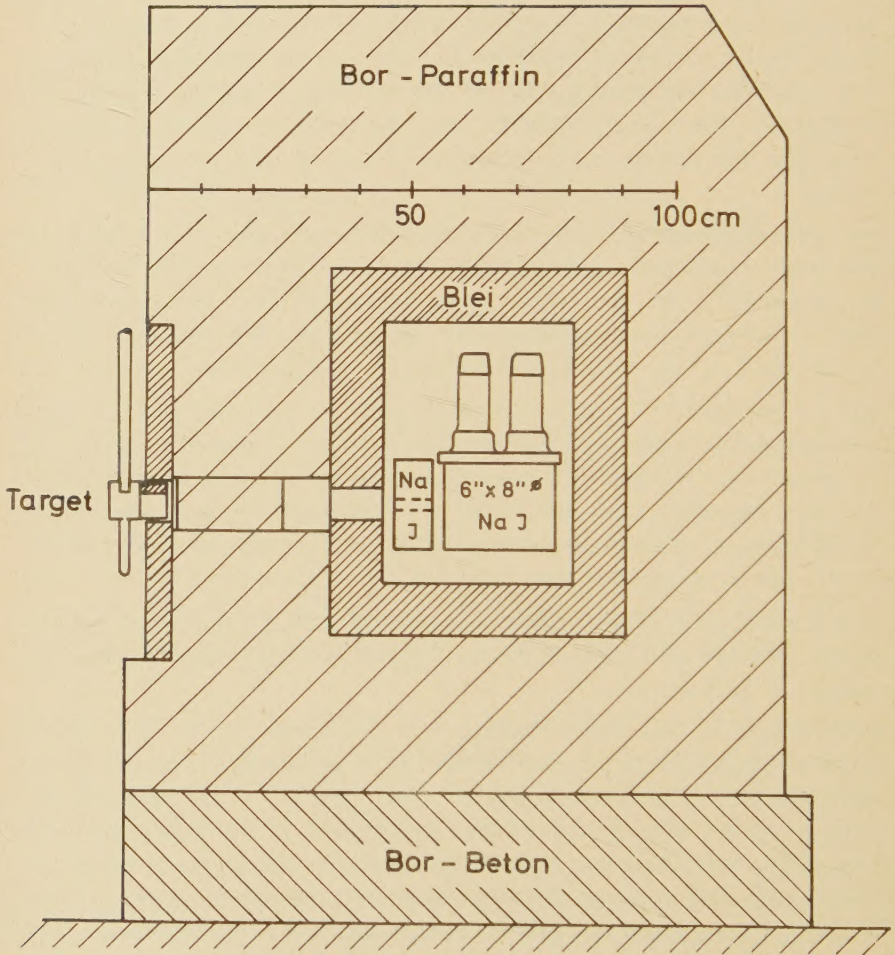


Bild 2 Anordnung zur Messung des ${}^3\text{He}(d, \gamma)$ -Spektrums

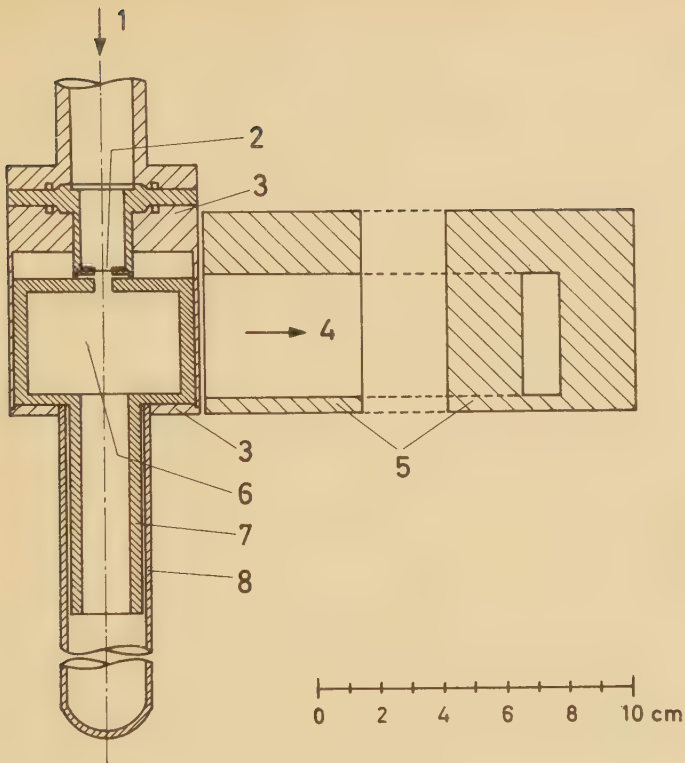


Bild 3 Gastarget

- 1 Deuteronen-Strahl
- 2 Nickel-Folie, $0,64 \mu$ dick
- 3 Aluminium-Gehäuse
- 4 Richtung zum NaJ-Kristall
- 5 Spaltblende aus Blei zum Ausblenden der gewünschten Gammastrahlen
- 6 Target, mit 200 Torr He gefüllt
- 7 Trolitul-Auskleidung
- 8 Glasrohr, 15 cm lang

üblichen Elektronik verstärkt und in einem 256 Kanal-Impulshöhen-Analysator registriert.

Da beim 2 Kristall-Paarspektrometer nur Ereignisse verwendet werden, bei denen ein Impuls im Hauptkristall gleichzeitig mit einem 0,51 MeV-Impuls im Koinzidenzkristall auftritt, mußte der entsprechende Impulshöhenbereich im Spektrum des Koinzidenzkristalls ($0,51 \text{ MeV} \pm 10\%$) mit einem Einkanal Diskriminator ausgewählt und die richtigen Impulse mit denen des Hauptkristalls zur Koinzidenz gebracht werden. Die Auflösungszeit der Koinzidenzanordnung betrug dabei $\tau = 1 \mu\text{sec}$. Einzelheiten betreffend Paarspektrometer und Elektronik finden sich in Zi 63 und Bu 63.

Das Gammaskpektrum wurde unter 90° zur Richtung des Deuteronenstrahls gemessen.

2.1.2 Untergrund

Da die Beseitigung des Untergrunds bei diesem Experiment eine große Rolle spielt, soll hier einiges darüber gesagt werden.

- a) Der im Paarspektrometer gemessene Höhenstrahlungsuntergrund war zwischen 5 und 20 MeV nur leicht energieabhängig. Er störte die Messungen nicht, da er nur etwa 1 bis 2 Prozent der Zahl der Gamma-Impulse erreichte und genau subtrahiert werden konnte.
- b) Der Deuteronenstrahl bildete auf den strahlbegrenzenden Tantalblenden Selbsttargets. Dort entstanden Neutronen mit rund 3 MeV Energie aus der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$. Zur Abschirmung dieser Neutronen diente die Paraffinschicht um die Kristalle (s. Bild 2).
- c) Als Konkurrenzreaktion zu $^3\text{He}(d,\gamma)^5\text{Li}$ tritt ungefähr 10^5 mal häufiger die Reaktion $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ auf. Dabei entstehen Protonen sehr hoher Energie, maximal 14,8 MeV bei 1 MeV Deuteronenenergie. Diese Protonen treffen auf die Targetwände und lösen dort Kernreaktionen aus wie (p,γ) , $(p,p'\gamma)$, $(p,n\gamma)$. Am häufigsten geschieht der letzte Prozeß. Die getroffenen Kerne werden sehr hoch angeregt, ein oder mehrere Neutronen "verdampfen", und der Rest der Anregungsenergie wird in Form

von Gammaquanten abgegeben. Die hierbei entstehenden Neutronen haben im wesentlichen ein Verdampfungsspektrum. Sie können durch 20 cm Borparaffin zwischen Gastarget und Kristall zum größten Teil abgeschirmt werden. Das Spektrum der sie begleitenden Gammastrahlung ist kontinuierlich und reicht bis zu einer Energie von 10 MeV und mehr. Da möglichst das gesamte bei der Reaktion ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$ entstehende Gammaspektrum gemessen werden sollte, da außerdem der Deuteronen-Einfang einen kleinen Wirkungsquerschnitt hat, war es notwendig, eine Targetauskleidung (s. Bild 3) aus einem Stoff herzustellen, bei welchem dieser Untergrund nicht auftritt. Als solcher Stoff ist z. B. Polystyrol geeignet. Es besteht nur aus Kohlenstoff und Wasserstoff. Der Q-Wert für die Reaktion ${}^{12}\text{C}(p,n){}^{12}\text{N}$ beträgt -18,39 MeV, (alle Q-Werte sind entnommen aus Ev 61), also mehr als die höchste auftretende Protonenenergie.

- d) Es störte jetzt nur noch der Prozeß ${}^{12}\text{C}(p,p'\gamma){}^{12}\text{C}$. Das daraus herrührende Gammaspektrum ist ein Linienspektrum, und die Energie der in Frage kommenden Linien ist aus dem Niveauschema des ${}^{12}\text{C}$ -Kerns bekannt. Im Experiment wurde nur die 4,43 MeV-Gammalinie beobachtet. Da also oberhalb 5 MeV das Gammaspektrum nicht gestört wurde, konnten zur Messung der ${}^5\text{Li}$ -Gammastrahlung die Gastarget-Innenwände mit 4 mm dickem Trolitul (= Polystyrol) ausgekleidet werden (s. Bild 3).

Dabei wurde eine senkrechte Spalt-Blende aus 5 cm dickem Blei am Gastarget so angebracht, daß die Strahlung aus ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$ den Kristall unbehindert erreichen konnte, die an den Targetwänden entstehenden Quanten aus ${}^{12}\text{C}(p,p'\gamma)$ jedoch zum größten Teil absorbiert wurden (s. Bild 3).

- e) Das zur Messung verwendete ${}^3\text{He}$ -Gas (Monsanto Research Co., Ohio, USA) enthielt 0,03 % Stickstoff. Da bei der Reaktion ${}^{14}\text{N}(d,p){}^{15}\text{N}$ drei intensitätsstarke Gammalinien mit Energien zwischen 5,2 und 8,3 MeV entstehen und der Querschnitt dafür je nach Einschüßenergie 2000 bis 3000 mal größer als der für ${}^3\text{He}(d,\gamma)$ ist, störten diese Gammalinien die Messung. Es wurde deshalb versucht, auch diesen geringen N_2 -Anteil aus dem Targetgas zu entfernen. Dazu wurde das zum Füllen des Targets

verwendete Gas durch gekühlte Aktivkohle geleitet. Es gelang jedoch nicht, den Stickstoff restlos aus dem ^3He -Gas zu entfernen.

2.1.3 Messung

Um den Einfluß des verbliebenen Stickstoffs aus dem gemessenen Spektrum zu eliminieren, wurde folgendermaßen verfahren:

Jede Messung des $^3\text{He}(d,\gamma)^5\text{Li}$ -Spektrums (s. Bild 4, Spektrum a) wurde mit ^4He im Gastarget wiederholt. Das ^4He -Gas enthielt ebenfalls eine geringe Menge Stickstoff. Es wurde beim Targetfüllen genauso behandelt wie das ^3He -Gas und enthielt deshalb annähernd dieselbe Restmenge N_2 .

In dem damit aufgenommenen Spektrum (s. Bild 4, Spektrum b) war der unter b) und e) beschriebene Untergrund enthalten (unterhalb 8 MeV), jedoch keine $^3\text{He}(d,\gamma)$ -Strahlung. Dieses Spektrum wurde von dem mit ^3He im Gastarget erhaltenen abgezogen. Der kontinuierlich ansteigenden Selbsttarget-Bildung in den Blenden der Strahlführung wurde Rechnung getragen, indem zuerst mit ^4He , dann doppelt so lange mit ^3He und schließlich wieder mit ^4He im Target gemessen wurde.

So konnte das gemessene Spektrum von den Untergrundarten b) und e) soweit gereinigt werden, daß deren Anteil am Restspektrum kleiner als 10 % wurde. Der Preis dafür war allerdings eine Vergrößerung des statistischen Fehlers unterhalb 8 MeV.

Die Trolitul-Auskleidung im Gastarget wies Öffnungen für Gas-eintritt und Strahl- Ein- und Austritt auf. Dort konnten die aus $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$ stammenden Protonen auf Aluminium bzw. Glas treffen (s. Bild 3) und (p,n)-Neutronen erzeugen. Diese wieder gaben Anlaß zu einem im gemessenen Spektrum enthaltenen Untergrund. Um ihn ebenfalls abziehen zu können, wurde der Spalt in der Bleiblende am Gastarget (Bild 3), durch welchen die Gammastrahlen aus $^3\text{He}(d,\gamma)^5\text{Li}$ zum Kristall gelangten, mit 5 cm Blei verschlossen. Es wurde festgestellt, daß der Untergrund, den die Neutronen im NaJ-Kristall erzeugten, dadurch nicht geändert wurde. Die gleiche Meßreihe wie mit offenem Spalt wurde nun durchgeführt und das Ergebnis (Bild 4, Spektrum c) von jenem



Bild 4 Mit dem 2 Kristall-Paarspektrometer gemessene Gammapektren
 $E_d = 480 \text{ keV}$

Kurve a Messung mit ^3He im Target

Kurve b Untergrundmessung: ^4He im Target

Kurve c Untergrundmessung: Spalt am Gastarget mit 5 cm Blei verschlossen; Differenz der Messungen mit ^3He und ^4He im Gastarget

Spektrum subtrahiert.

Damit war ein Spektrum der durch den Spalt der Bleiblende am Gastarget kommenden Gammastrahlung gewonnen (s. Bild 5 und 6, jeweils Kurve a). Es enthielt außer der Strahlung aus $^3\text{He}(d,\gamma)^5\text{Li}$ die 4,43 MeV-Linie aus $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)$.

2.1.4 Auswertung

Bei der Messung von Gammaspektren mit NaJ-Spektrometern tritt folgendes Problem auf:

Monochromatische auf einen Kristall auftreffende Gammastrahlung erzeugt im Vielkanalanalysator eine Impulshöhenverteilung, die eine charakteristische, von der Energie E der Strahlung abhängige Form besitzt.

Mathematisch: Das in die Nachweisapparatur eintretende Spektrum G_E wird mit der "Apparatefunktion" $A_{E,K}$ gefaltet. Das Ergebnis der Faltung, N_K , entspricht dem Meßergebnis.

$$N_K = \sum_E A_{E,K} \cdot G_E \quad (1)$$

Wird ein unbekanntes Gammaspektrum gemessen, so muß aus der im Vielkanalanalysator anfallenden Verteilung N_K der Einfluß der Apparatefunktion entfernt werden, um das in der Natur wirklich vorhandene Gammaspektrum zu erhalten, d.h. die Gleichung (1) muß gelöst werden. Man nennt diesen Prozeß eine "Entfaltung".

Nun ist zunächst die Kenntnis von $A_{E,K}$ notwendig. Man gewinnt sie, indem man monochromatische Gammastrahlung bei verschiedener Energie auf den Kristall auftreffen läßt und die Impulshöhenverteilungen mißt. Im vorliegenden Fall wurde das Gammaspektrum aus den Reaktionen $^3\text{H}(p,\gamma)$, $^{11}\text{B}(p,\gamma)$, $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ und $^{12}\text{C}(p,p'\gamma)$ gemessen.

Es wurde versucht, die dabei erhaltenen Impulshöhenverteilungen N_K durch stetige Funktionen anzunähern (s. z.B. Bild 7). Als einfache und die gemessenen Verteilungen gut wiedergebende Funktion

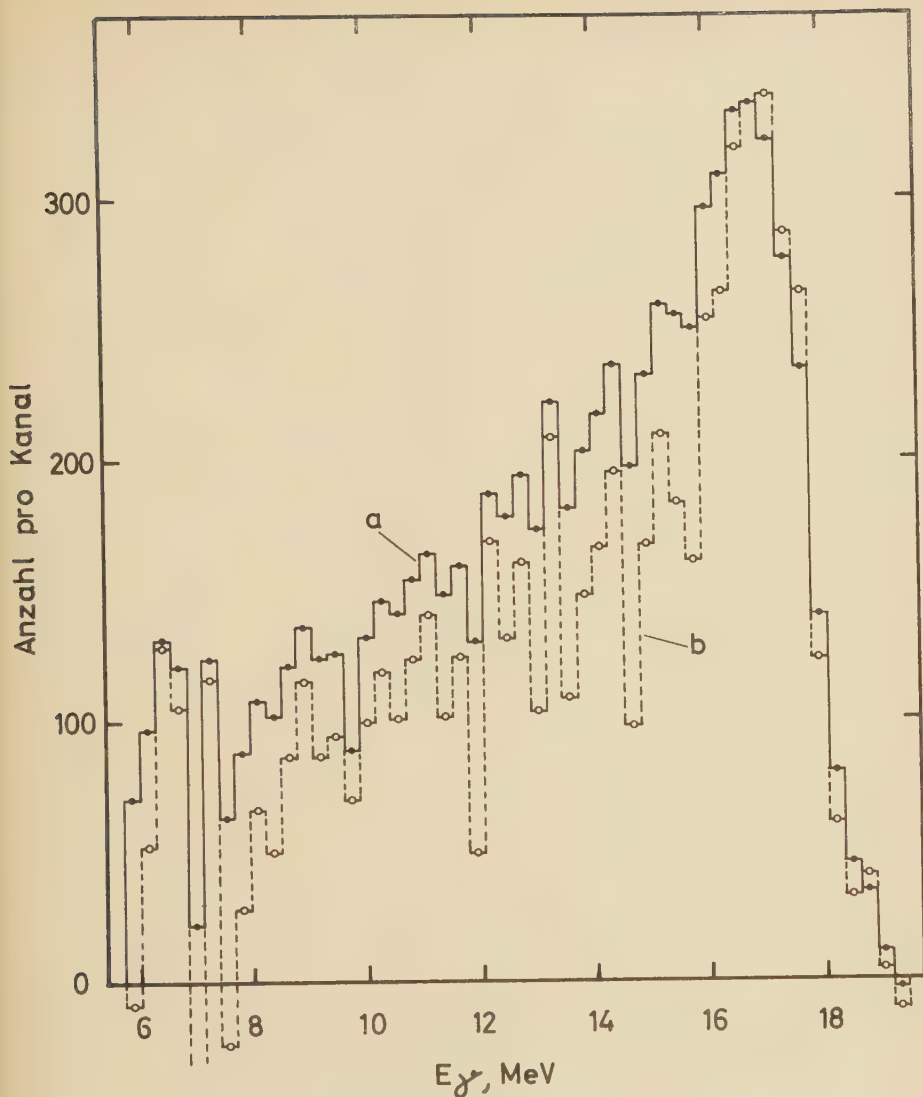


Bild 5 Kurve a Mit dem 2 Kristall-Paarspektrometer gemessenes Gammapektrum aus $^3\text{He}(d, \gamma)$, $E_d = 480 \text{ keV}$. Mit ^4He im Target und mit geschlossener Spalt-Blende gemessener Untergrund abgezogen.

Kurve b Spektrum a "entfaltet", 5. Iteration

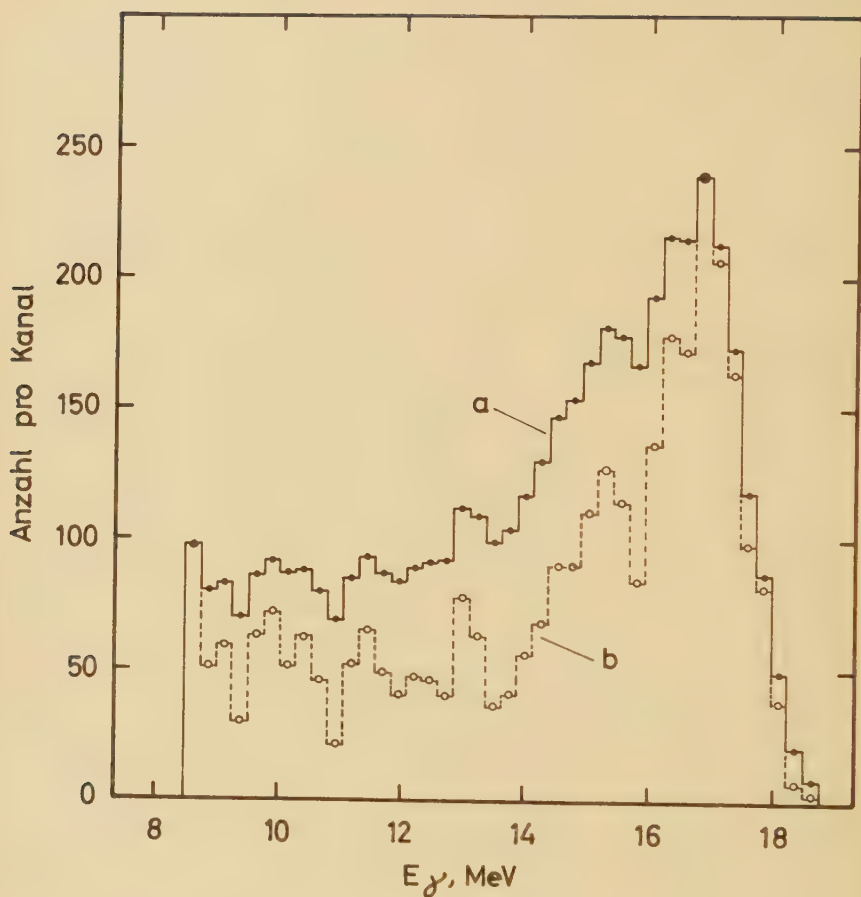


Bild 6 Kurve a Mit dem 2 Kristall-Paarspektrometer gemessenes Gammapektrum aus $^3\text{He}(d,\gamma)$, $E_d = 1025$ keV. Nur mit ^4He im Target gemessener Untergrund abgezogen.

Kurve b Spektrum a "entfaltet", 5. Iteration

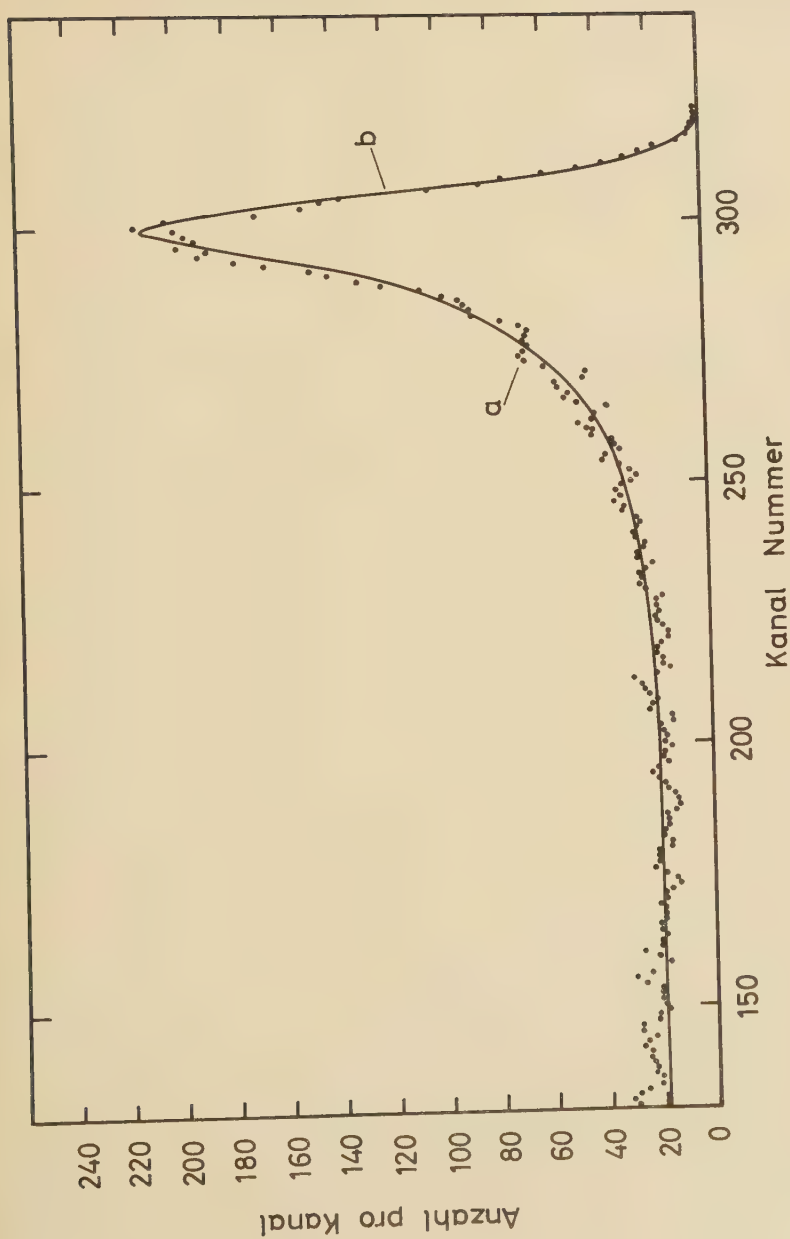


BILD 7 a: ${}^3\text{H}(\text{p},\gamma)$ -Spektrum b: angepasste Kurve

erwies sich folgende:

$$A_{E,K} = \begin{cases} a_0 + a_1 \exp(a_2 \cdot (K-E)) & ; & K < E \\ (a_0 + a_1) \exp(-a_3 (K-E)^2) & ; & K > E \end{cases}$$

Die Abhängigkeit der darin auftretenden Parameter von der Gammaenergie wurde festgestellt und mit Polynomen max. 2. Grades beschrieben. Mit dem so gewonnenen $A_{E,K}$ war es nun möglich, die Gleichung (1) näherungsweise zu lösen. Will man dies durch Invertieren der Matrix $A_{E,K}$ tun, so erhält man aus zwei Gründen (statistische Fehler in N_K , Invertieren einer 300 x 300-Matrix führt zu Rundungsfehlern) kein brauchbares Resultat. G_E wurde deshalb iterativ bestimmt (Verfahren eingehend beschrieben bei R. P. Uhlig, Uh 64):

Als erste Näherung für G_E wird das gemessene $N_K = G_E^{(1)}$ benutzt. Man setzt es in Gleichung (1) ein und erhält ein $N_K^{(1)}$. Dieses subtrahiert man von N_K und addiert die Differenz als Korrektur zu $G_E^{(1)}$:

$$G_E^{(2)} = G_E^{(1)} + (N_K - N_K^{(1)}).$$

$G_E^{(2)}$ wird wieder in Gleichung (1) eingesetzt und ergibt ein $N_K^{(2)}$. Durch Vergleich mit N_K gewinnt man wieder eine Korrektur für $G_E^{(2)}$ usw.

Daß das Verfahren konvergiert, ist bei Uhlig gezeigt.

Diese Methode, eine gemessene Impulshöhenverteilung zu "entfalten", wurde auf die aus ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$ erhaltene angewendet. Die Bilder 5 und 6 zeigen das ursprüngliche Gammaspektrum (Kurve a) und die fünfte Iteration (Kurve b). Der Unterschied zwischen dem fünften und dem zwanzigsten Schritt besteht hauptsächlich in einer Vergrößerung des statistischen Fehlers. Der Einfluß des Ausläufers der Apparatefunktion nach kleiner Energie, auf dessen Beseitigung es besonders ankam, war bereits beim fünften Schritt so weit eli-

miniert, daß das dabei erhaltene Spektrum zur weiteren Verarbeitung benutzt werden konnte.

Es wurde auf die Energieabhängigkeit der Absorption im Paraffin (Gr 57) zwischen Target und Kristallen und die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des Paarspektrometers (Zi 63) korrigiert. Das Resultat ist das Ergebnis der Messung des Gammaspektrums aus ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$ (Bild 8 und 9, jeweils Kurve a).

2.1.5 Deutung des gemessenen Spektrums

Aus dem Niveauschema des ${}^5\text{Li}$ -Kerns (Bild 1) folgt, daß beim Einfang von Deuteronen in ${}^3\text{He}$ zwei Gammalinien auftreten können: Ein Übergang zum Grund- und einer zum ersten angeregten Zustand.

Die beiden Niveaus sind sehr breit. Trotzdem soll versucht werden, das gemessene Gammaspektrum mit der Wigner-Eisenbudischen Dispersions-theorie für einzelne Niveaus zu erklären (Wi 47).

In dieser Theorie spielt die logarithmische Ableitung χ der Wellenfunktion $\varphi(r)$ am Kernrand eine große Rolle: $\chi = \varphi'/\varphi|_{r=R}$, wenn $\varphi(r)$ die radiale Wellenfunktion des $p\text{-}{}^4\text{He}$ -Systems ist, in welches das ${}^5\text{Li}$ zerfällt, nachdem das Gammaquant emittiert ist. Für χ kann ein beliebiger Wert gewählt werden. Er bestimmt die Form der Lösung der Schrödingergleichung. Bei verschiedener Wahl der Randbedingung χ ergeben sich auch verschiedene Kern-Eigenfunktionen und Kern-Eigenwerte. In der Literatur ($p\text{-}{}^4\text{He}$ -Streuung) wurden verschiedene Festlegungen für χ benutzt (Ad 52, Do 52, Da 63). Wir folgen hier der Dawydowschen.

Die Übergänge zu den beiden tiefsten Niveaus im ${}^5\text{Li}$ interferieren nicht miteinander, da sie zu verschiedenen Quantenzuständen führen. Die Endzustände werden mit Dipolübergängen erreicht, wie in Abschnitt 4.1.1 gezeigt wird. Unter diesen Bedingungen gilt nach obiger Theorie (Da 63) für die Übergangswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Gammaenergie bzw. für die Form der Gammalinien, wenn E die Energie des $p\text{-}{}^4\text{He}$ Systems im Schwerpunktsystem nach der Gamma-Emission ist ($E = 18,352 + 0,6 \cdot E_d - E_\gamma$ MeV):

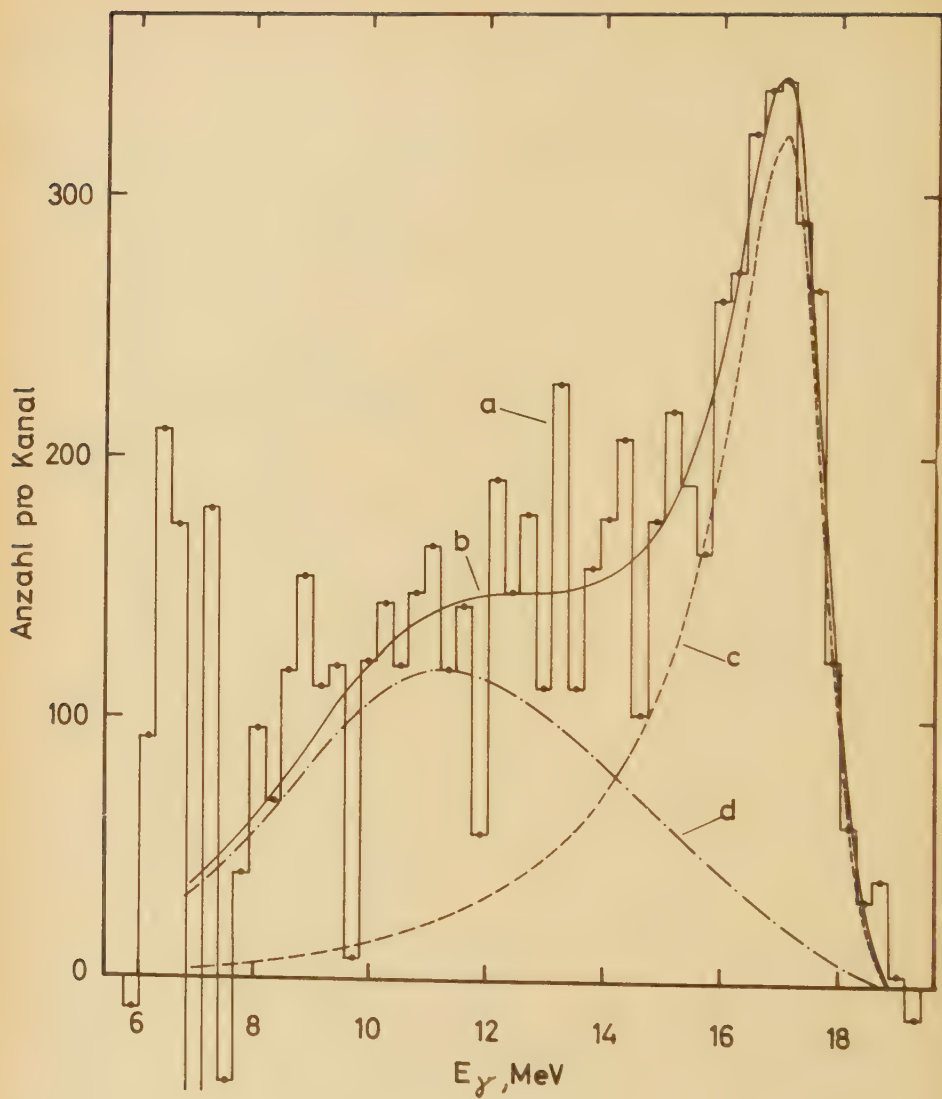


Bild 8 Kurve a Spektrum b aus Bild 5, korrigiert
 Kurve b Angepaßte Kurve, Summe aus c und d
 Kurven c und d Angepaßte Breit-Wigner-Kurven

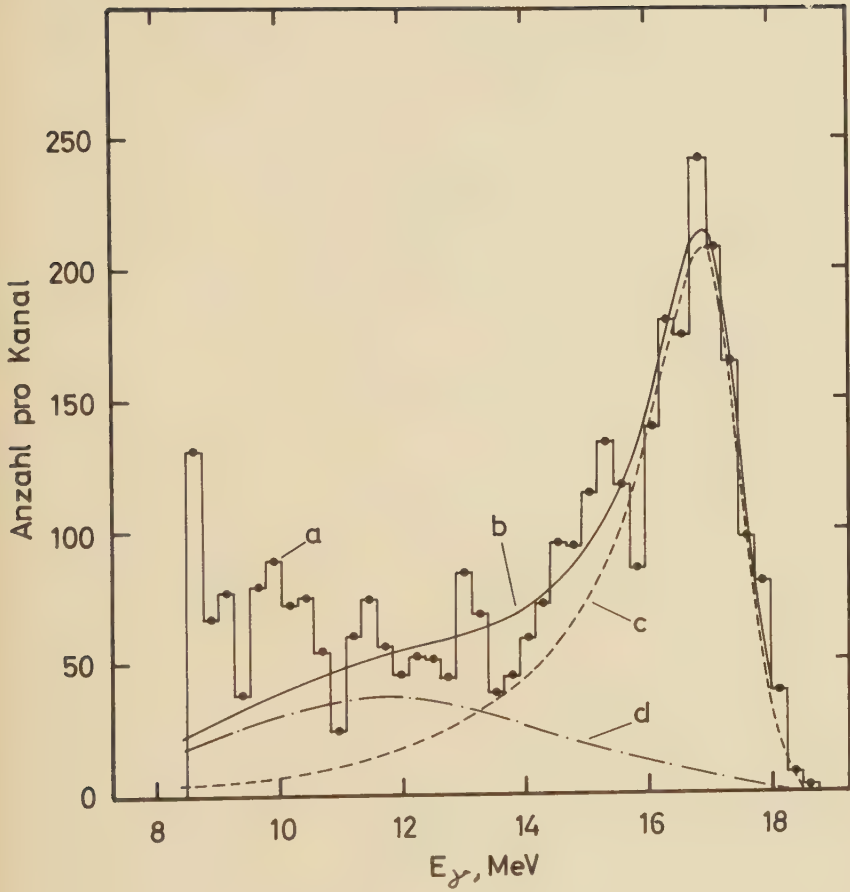


Bild 9 Kurve a Spektrum b aus Bild 6, korrigiert
Kurve b Angepaßte Kurve, Summe aus c und d
Kurven c und d Gleiche Form wie in Bild 8,
Höhe angepaßt

$$\left. \begin{aligned} F(E) &= a_0 \cdot f_0(E) + a_1 \cdot f_1(E) \\ f_i(E) &= \frac{\text{const.} \cdot E_i^3 \cdot \Gamma_i}{(E - E_i + \Delta_i)^2 + \Gamma_i^2} \quad i = 0, 1. \end{aligned} \right\} (2)$$

Darin ist die Breite $\Gamma_i = 2k\gamma_i^2/(F_i^2 + G_i^2)$ und die Verschiebung $\Delta_i = \Gamma_i(F_i F_i' + G_i G_i')$ des Zustands i abhängig von der Energie $E = \hbar^2 \cdot k^2 / 2m$ und von dem Wert des Kernradius R . Dieser geht in die Coulomb-Funktionen F_i und G_i und ihre Ableitungen F_i' und G_i' ein. k ist die Wellenzahl und m die reduzierte Masse des $p\text{-}^4\text{He}$ Systems. Die in der Funktion $F(E)$ enthaltenen Parameter γ_0^2, γ_1^2 (reduzierte Breiten der Niveaus), E_0, E_1 (Kern-Eigenwerte), R, a_0 und a_1 wurden so variiert, daß das experimentell erhaltene Gammaspektrum bei $E_d = 480 \text{ keV}$ (s. Bild 8, Kurve a) von der Funktion $F(E)$ möglichst gut wiedergegeben wurde.

Dazu wurden für $\gamma_0^2, \gamma_1^2, E_0$ und E_1 Anfangswerte vorgegeben bei bestimmtem Kernradius R . a_0 und a_1 wurden so bestimmt, daß die Summe der Quadrate der Abweichungen der Funktion $F(E)$ vom gemessenen Gammaspektrum minimal war.

Dann wurden die Parameter $\gamma_0^2, \gamma_1^2, E_0$ und E_1 systematisch verändert, jedesmal wieder a_0 und a_1 angepaßt und festgestellt, ob sich die Anpassung der Funktion $F(E)$ an das gemessene Spektrum verbesserte.

Die Prozedur wurde so lange fortgesetzt, bis die Anpassung nicht mehr verbessert werden konnte. Es ergab sich ein Satz von Parametern, mit dem das beobachtete Gammaspektrum bei $E_d = 480 \text{ keV}$ gut wiedergegeben werden konnte (Bild 8, Kurve b).

Ein χ^2 -Test mit den Parametern für beste Anpassung ergab 50 % Wahrscheinlichkeit dafür, daß χ^2 größer als der beobachtete Wert ist (f ist die Zahl der Freiheitsgrade):

$$P(\chi^2 \geq 40) = 50 \% \text{ bei } f = 43.$$

Die Unsicherheiten in den einzelnen Parametern wurden folgendermaßen bestimmt:

Jeweils ein Parameter wurde in vorgegebener Richtung verändert.

Die übrigen wurden entsprechend variiert, so daß mit dem neuen Satz wieder bestmögliche Anpassung erreicht wurde. Die Grenze des Schwankungsbereichs der betreffenden Größe wurde dadurch definiert, daß die Wahrscheinlichkeit beim χ^2 -Test nicht über 70 % ansteigen durfte. Die angegebenen "Fehlergrenzen" sind also nicht als statistische Streuung zu betrachten, da die Veränderungen der einzelnen Parameter nicht voneinander unabhängig sind.

Die besten gefundenen Werte sind:

$$E_0 = -7,2 \pm 4 \text{ MeV}; \quad \chi_0^2 = (51 \pm 20) \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm};$$

$$E_1 = 11,4 \pm 5 \text{ MeV}; \quad \chi_1^2 = (13 \pm 6) \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm};$$

$$R = (3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

Mit den hier gefundenen Linienformen wurde versucht, auch das Gammaspektrum bei $E_d = 1025 \text{ keV}$ wiederzugeben. Das gelang jedoch nur oberhalb 11 MeV Gammaenergie (s. Bild 9, Kurve b). Ein χ^2 -Test in diesem Teil des Spektrums ergab:

$$P(\chi^2 \geq 22,6) = 60 \% \text{ bei } f = 25.$$

Die gefundene Kurvenform ist also mit dem gemessenen Spektrum statistisch vereinbar. Unterhalb 11 MeV ist das Spektrum bei $E_d = 1025 \text{ keV}$ weniger zuverlässig als das bei 480 keV gemessene, weil nur der Untergrund mit ^4He im Target abgezogen und nicht mit Blei gemessen wurde.

Die beiden Spektren und die angepaßten Kurven sind in Bild 8 und 9 dargestellt.

Um das Verhältnis der Intensitäten der beiden Linien zu gewinnen, wurde die Fläche unter den Kurven planimetriert. Dabei wurde gefunden:

$$\text{bei } 480 \text{ keV } I_0/I_1 = 1,0 \pm 0,15,$$

$$\text{bei } 1025 \text{ keV } I_0/I_1 = 1,92 \pm 0,4.$$

Die Form des Gammaspektrums, das bei den beiden Deuteronenenergien gemessen wurde, kann also gedeutet werden, wenn angenommen

wird, daß das Spektrum sich aus zwei einander überlagerten Linien zusammensetzt, deren Form jeweils beschrieben werden kann durch eine "single level"-Dispersionsformel nach (Wi 47) und E_γ^3 -Abhängigkeit.

Auch auf die Beschreibung des Verlaufs der Streuphasen, die man aus der Streuung von Protonen an ${}^4\text{He}$ bestimmt, werden diese Dispersionsformeln angewendet. Die Autoren benutzen dabei verschiedene Festlegungen für die logarithmische Ableitung der Wellenfunktion am Kernrand. Trotzdem sollen hier zum Vergleich mit den aus dem Gammaspektrum erhaltenen Werten zwei Parametersätze angegeben werden, die bei der Anpassung an Streuphasen gefunden wurden:

$$\text{a) } E_0 = 4,8 \text{ MeV} \quad \gamma_0^2 = 8,2 \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$$

$$E_1 = 20 \text{ MeV} \quad \gamma_1^2 = 15,3 \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$$

$$R = 3 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (\text{Ba 64})$$

$$\text{b) } E_0 = -3,3 \text{ MeV} \quad \gamma_0^2 = 20 \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$$

$$E_1 = 2,7 \text{ MeV} \quad \gamma_1^2 = 85 \cdot 10^{-13} \text{ MeV} \cdot \text{cm}$$

$$R = 2,9 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (\text{Do 52})$$

Es ist unsicher, wie weit die physikalische Bedeutung der gefundenen Parameter geht, die in die Dispersionsformel eingehen, und ob das Gammaspektrum bzw. die Streuphasen nicht einfach deshalb mit diesen Formeln dargestellt werden können, weil genügend Konstante angepaßt werden und eine geeignete Funktion verwendet wird. Siehe hierzu auch Abschnitt 4.2.4.

Es erscheint deshalb sinnvoller, sich bei so breiten Zuständen auf den Standpunkt zu stellen, daß die Lage der auftretenden Querschnitt-Maxima auch ungefähr der Lage der Niveaus im Kern entspricht und die Breite der gemessenen Linien durch die Breite der Kernzustände bestimmt ist. Dann liest man aus dem gemessenen Gammaspektrum für die Energieniveaus im ${}^5\text{Li}$ folgende "naiven"

Daten ab (alle Zahlen in MeV):

$$E_0 = 0 ,$$

$$\Gamma_0 = 2 \pm 0,4 ,$$

$$E_1 = 5,5 \pm 1 ,$$

$$\Gamma_1 = 6,6 \pm 1,2 .$$

In ebenso "naiver" Weise liest man aus dem $p\text{-}^4\text{He}$ Streuquerschnitt folgende Daten ab (alle Zahlen in MeV):

$$E_0 = 0 ,$$

$$\Gamma_0 = 2,2 ,$$

$$E_1 = 3,5 \dots 4 ,$$

$$\Gamma_1 \approx 8 .$$

2.2 Wirkungsquerschnitte

2.2.1 Der Absolutquerschnitt der Reaktion $^3\text{He}(d,\gamma)^5\text{Li}$

In der in Bild 2 gezeigten Anordnung wurde ein Spektrum der Gammastrahlung aus $^3\text{He}(d,\gamma)$ mit dem großen Kristall allein gemessen. Die beiden Kristalle wurden also nicht als 2 Kristallpaarspektrometer betrieben, d.h. sie waren nicht in Koinzidenz geschaltet.

Bei Messungen mit dem Paarspektrometer werden bevorzugt Gammastrahlen nachgewiesen, die vom Target herkommen, und isotrop einfallende Untergrundstrahlen unterdrückt. Die nun erhaltene Impulshöhenverteilung ist deshalb nur oberhalb 12 MeV von Untergrund frei.

Zur Bestimmung des Absolutquerschnitts wurde die Gesamtzahl aller nachgewiesenen Gammaquanten benötigt. Für den unterhalb 12 MeV gelegenen Teil der Verteilung wurde eine plausible Form angenommen, die durch das mit dem 2 Kristall-Paarspektrometer gewonnene Spektrum nahegelegt war. Bei der Festlegung dieser Form (Extrapolation, ähnlich wie in Bild 13) trat eine gewisse Unsicherheit auf. Sie drückte sich in einem systematischen Fehler der Zahl der nachgewiesenen Gammaquanten und damit im daraus berechneten Wirkungsquerschnitt aus. Der Fehler betrug $\pm 20 \%$.

Um ihn zu reduzieren, wurde der Wirkungsquerschnitt auch aus einer Messung mit dem 2 Kristall-Paarspektrometer bestimmt. Die Form der Impulshöhenverteilung war hierbei bis 8 MeV gut bekannt.

Die Extrapolation nach Null ergab einen (geschätzten) Fehler von jetzt nur 5 %.

Allerdings war die Ansprechwahrscheinlichkeit η des Spektrometers nicht so gut bekannt wie beim Einzelkristall, wo sie einfach durch die Absorption der einfallenden Gammastrahlung gegeben ist. Beim Paarspektrometer wurde sie bestimmt aus einer Messung des Gammaskpektrums der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ mit $E_p = 1,1$ MeV und dickem Target.

Bei dieser Reaktion entstehen zwei nahezu monochromatische Gammalinien bei 16,5 und 12,1 MeV. Aus dem Verhältnis der mit und ohne Koinzidenz nachgewiesenen Zahl von Gammaquanten ergab sich für η der Wert $(2,8 \pm 0,12)$ % bei $E_\gamma = 15$ MeV. Der Fehler von 4 % im Wert von η wird verursacht durch mangelnde Kenntnis der Form der Impulshöhenverteilung, die zu den einzelnen Linien gehört, hauptsächlich beim Einzelkristall.

Die Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von der Gammaenergie ist in (Bu 63, Zi 63) gegeben.

Mit dieser Ansprechwahrscheinlichkeit η wurde aus der Messung mit dem Paarspektrometer ein Wirkungsquerschnitt berechnet, der mit dem aus der Einzelkristall-Messung bestimmten innerhalb dessen Fehlergrenzen übereinstimmte. Er hat den Wert $\sigma_{d,\gamma} = 39,1 \mu\text{b} \pm 6$ % bei $E_d = 575 \pm 30$ keV.

Bei der Berechnung ist eine isotrope Winkelverteilung zugrunde gelegt. Der angegebene Fehler (6 %) ist der statistische Fehler. Hierzu zu addieren ist der aus der Extrapolation und aus η stammende systematische Fehler in Höhe von 9 %, so daß der Gesamtfehler des Wirkungsquerschnitts ± 15 % beträgt.

2.2.2 Die Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts

Zur Messung der Abhängigkeit des Einfangquerschnitts von der Deuteronenenergie wurde wieder der Hauptkristall' allein benutzt, also ohne Koinzidenz. Es wurde auch nicht das gesamte gemessene Spektrum verwendet, sondern nur der Teil, der zu dem Übergang zum Grundzustand im ^5Li gehört. Es wurde deshalb auch nur der Verlauf des Querschnitts für den Grundzustandsübergang erhalten.

Der Verlauf des Gesamteinfangquerschnitts läßt sich daraus ableiten, indem man den Wirkungsquerschnitt für den Übergang zum $1/2^-$ Niveau hinzuaddiert. Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zu den beiden Zuständen des $1p$ Dubletts ist gemessen (s. Abschnitt 2.1.5), die Energieabhängigkeit des Verhältnisses wird weiter unten diskutiert (Abschnitt 4.2.3).

Das Ergebnis der Messung ist in Bild 10 eingetragen (mit a bezeichnete Punkte). Ebenfalls eingezeichnet ist der Querschnittsverlauf, den Blair et al. (Bl 54) erhalten haben (mit b bezeichnete Punkte) und der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ (Bo 52, mit c bezeichnete Punkte).

Zunächst fällt auf, daß unterhalb 400 keV alle drei Querschnitte innerhalb der Meßgenauigkeit denselben Verlauf haben. Der Unterschied zwischen den Blairschen Messungen und den jetzt durchgeführten bei kleiner Energie, unterhalb 400 keV, kann erklärt werden, wenn die Energieunsicherheit des Deuteronenstrahls berücksichtigt wird. Sie rührt her vom Fehler in der Bestimmung des Energieverlustes in der Folie und im Gas, die sich bei niedrigerer Energie immer stärker auswirken. Im vorliegenden Experiment betrug der Energieverlust in der Eintrittsfolie 180 ± 20 keV, im Gas 60 ± 10 keV bei der niedrigsten Strahlenergie ($E_d = 230$ keV in Gastarget-Mitte). Im Blairschen Experiment war der Energieverlust in der Folie 260 und im Gas 100 keV bei $E_d = 180$ keV in Gastarget-Mitte. Als Unsicherheit ist dort ± 20 keV angegeben.

Oberhalb 500 keV fällt der ${}^3\text{He}(d,p)$ -Querschnitt stetig ab, während der ${}^3\text{He}(d,\gamma)$ -Querschnitt etwa gleichgroß bleibt und über 1 MeV sogar wieder ansteigt.

Um dieses Verhalten zu erklären, kann man annehmen, daß zwei verschiedene Prozesse zum Einfang der Deuteronen beitragen, ohne sich um Herkunft oder Berechtigung solcher Annahmen zunächst zu kümmern:

- a) Ein Prozeß, der zur selben Energieabhängigkeit führt wie bei der ${}^3\text{He}(d,p)$ -Reaktion. Er soll Resonanzprozeß genannt werden, weil sein Verlauf mit einer Breit-Wigner "single level"-Formel beschrieben werden kann (Bo 52).
- b) Ein "Direktprozeß", dessen Wirkungsquerschnitt mit der Energie

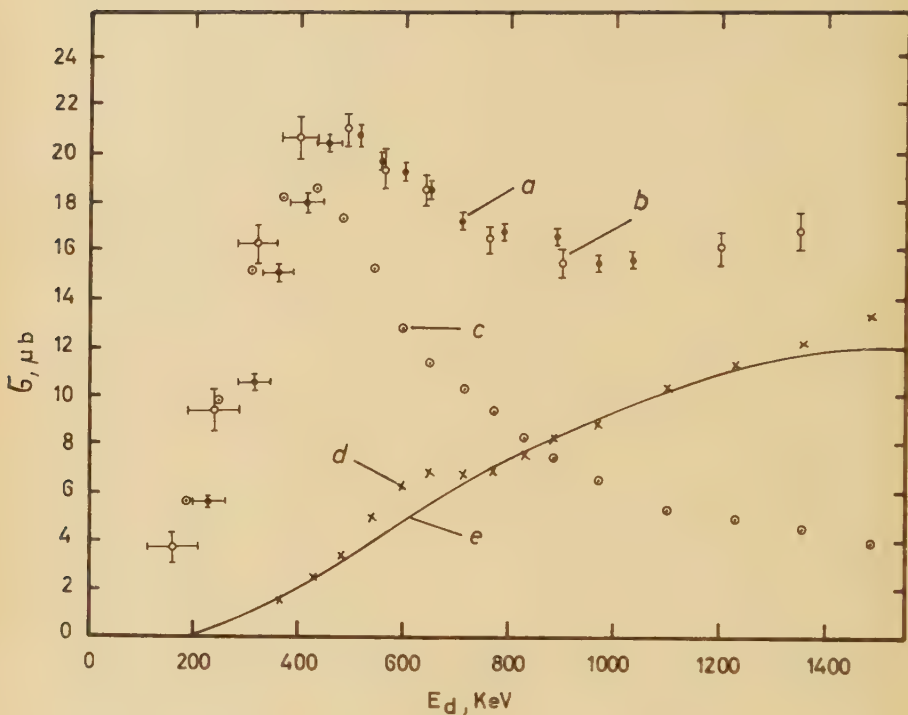


Bild 10 Wirkungsquerschnitt für die Reaktion ${}^3\text{He}(d, \gamma) {}^4\text{He}$

a In dieser Arbeit gemessene Punkte

b Blairs Messungen (Bl 54)

Die waagrechten Balken geben die Targetdicke an

c (d,p) -Querschnitt (Bo 52)

d Differenz $b - c$, Direktanteil am Einfang

e Berechneter Verlauf des Direktanteils

Die Absolutskala ist gewonnen aus dem Gesamtquerschnitt (Abschnitt 2.2.1) und dem Linienverhältnis (Abschnitt 2.1.5)

ansteigt. Sein Verlauf ist bestimmt durch die Penetrabilität des Coulomb-Walls für das Deuteron, das $1/v$ - Gesetz und die Energieabhängigkeit des entsprechenden Matrixelements (Da 63):

$$\zeta = \text{const.} \cdot \frac{P}{v} |M|^2.$$

Es wurde versucht, unter Annahme dieser beiden Prozesse den Querschnittverlauf zu erklären. In Bild 10, Kurve e ist das Ergebnis eingetragen. Es ist zu sehen, daß der experimentelle Verlauf gut wiedergegeben werden kann, wenn das Matrixelement unabhängig von der Energie angenommen wird.

2.3 $^3\text{He}(d, \gamma)$ -Winkelverteilung

Zur Messung der Winkelverteilung der $^3\text{He}(d, \gamma)$ -Strahlung wurde ein 12,5 cm x 12,5 cm $\emptyset$ NaJ-Kristall in einem Eisengestell um das Gastarget geschwenkt. Da der Deuteronenstrahl in senkrechter Richtung beschleunigt wurde und die magnetische Ablenkung zur Trennung der Strahlkomponenten und zur Energieselektion nur 12° betrug, mußte der Kristall in einer senkrecht stehenden Ebene bewegt werden.

Der Ort der Erzeugung der Gammastrahlen sollte möglichst genau definiert sein. Deswegen wurde nicht das zur Messung des Spektrums verwendete, mit Trolitul ausgekleidete Gastarget benutzt, sondern ein kleineres, aus Kupfer hergestelltes, ohne Auskleidung. Die Schwenkvorrichtung für den Kristall wurde so justiert, daß Änderungen des Raumwinkels zum Kristall beim Schwenken kleiner als 1 % blieben.

Bei eingestelltem Winkel θ konnten den Kristall Gammaquanten unter Winkeln von $\theta \pm 6^\circ$ erreichen. Ein geringer Teil (10 %) des Deuteronenstrahls wurde in der Eintrittsfolie zum Gastarget ($0,64 \mu \text{ Ni}$) um mehr als 5° gestreut und gab Anlaß zu einer Winkelverschmierung. Das beeinträchtigte die Winkelauflösung ebenfalls. Insgesamt ergab sich für die Winkelauflösung $\pm 8^\circ$.

In der mit dieser Anordnung erhaltenen Impulshöhenverteilung ist nur die Grundzustandslinie vom Untergrund getrennt. Es konnte also nur die Winkelverteilung des Übergangs zum Grundzustand gemessen werden. Alle Impulse unter dieser Linie wurden addiert.

Die Summe wurde auf Höhenstrahlung und Absorption in den Targetwänden korrigiert.

Das Ergebnis ist für Deuteronenenergien von 480 und 1025 keV in der Tabelle enthalten. (Die Energien gelten für den Gastarget-Mittelpunkt. Energie-Unschärfe: ± 65 bzw. ± 40 keV).

θ	0°	30°	60°	90°	120°
$\zeta(\theta)$ 480 keV	5450 $\pm$ 93	5681 $\pm$ 97	5591 $\pm$ 95	5577 $\pm$ 95	/
$\zeta(\theta)$ 1025 keV	3410 $\pm$ 80	3519 $\pm$ 84	3729 $\pm$ 85	3725 $\pm$ 85	3787 $\pm$ 87

Die Winkelverteilung bei $E_d = 480$ keV kann gut beschrieben werden unter der Annahme, daß $\zeta(\theta)$ unabhängig von θ ist: $\zeta(\theta) = 5575$. Ein χ^2 -Test ergab $\chi^2 = 3,02$; $P(\chi^2 \geq 3,02) = 60\%$ bei 3 Freiheitsgraden.

Bei 1025 keV ergab sich gute Übereinstimmung unter der Annahme $\zeta(\theta) = 3440(1 + 0,1 \cdot \sin^2 \theta)$. Dabei war $\chi^2 = 1,83$ und $P(\chi^2 \geq 1,83) = 40\%$ bei drei Freiheitsgraden.

Der kleine Anteil mit $\sin^2 \theta$ -Form ($10 \pm 5\%$) bei 1025 keV ist statistisch gesichert. Nimmt man Isotropie an, dann ergibt der χ^2 -Test eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 1%.

3. Die Reaktion ${}^3\text{H}(d, \gamma){}^5\text{He}$

3.1 Das Spektrum der Gammastrahlen

3.1.1 Untergrund

Der am meisten störende Untergrund bei der Reaktion ${}^3\text{He}(d, \gamma){}^5\text{Li}$ wurde von den gleichzeitig entstehenden hochenergetischen Protonen verursacht. Beim Einfang von Deuteronen im zugehörigen Spiegelkern ${}^3\text{H}$ werden in Konkurrenz mit der gesuchten Gammastrahlung Neutronen hoher Energie in der Reaktion ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$ erzeugt (s. Bild 1). Sie treten wieder etwa 10^5 -mal häufiger auf als der Strahlungseinfang.

Verwendet man zu dessen Nachweis einen Natriumjodid-Kristall, dann werden die Neutronen im Kristall oder seiner Umgebung ein-

gefangen und die darauf folgende Gammastrahlung wird nachgewiesen. So entsteht ein Untergrund, der bis zur Summe von kinetischer Energie der Neutronen und Q-Wert des Einfangs reicht, in diesem Fall also etwa 21 MeV, und nach kleinen Energien sehr schnell ansteigt. Er machte es bisher unmöglich, die beim Einfang von Deuteronen in Tritium entstehende Gammastrahlung zu spektroskopieren. Dies gelingt nur, wenn man die Neutronen abbremsen und den Kristall so gut gegen sie abschirmen kann, daß die Höhe des Untergrundes im Gammaskpektrum bei der Energie der gesuchten Strahlung höchstens vergleichbar mit deren Höhe ist, wenn nicht kleiner.

Daß die Einfangreaktion überhaupt auftritt, wurde von Coon und Davis (Co 59) gezeigt. Ihre Ergebnisse waren jedoch nur vorläufig.

3.1.2 Anordnung

Es erwies sich, daß der zur Spektroskopie der Gammastrahlung aus ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$ verwendete 12,5 cm x 12,5 cm Ø NaJ-Kristall weit vom Target entfernt aufgestellt und mit einer umfangreichen Abschirmung aus Blei und Paraffin umgeben werden mußte: Die Entfernung des Kristalls vom Target betrug 109 cm (s. Bild 11). Der Bleimantel um den Kristall war 5 bis 10 cm dick. Der gesamte Raum um Target und Kristall wurde mit Borparaffin und Beton gefüllt.

Am Target und etwa in der Mitte zwischen Target und Kristall befanden sich Bleiblenen, welche die Gammastrahlen aus ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$ kollimierten, unerwünschte Neutronen-Einfang-Strahlung aus der Umgebung absorbierten und zur Abbremsung der Neutronen beitrugen, da bei hohen Neutronenenergien ($E_n \gtrsim 6$ MeV) der inelastische Querschnitt von Blei größer als der totale des Wasserstoffs im Paraffin ist.

Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts für den Deuteroneneinfang, der großen Entfernung zwischen Entstehungs- und Nachweisort der Gammastrahlung und der Absorption im Paraffin war eine hohe Strahlintensität notwendig. Es wurde deshalb kein Gastarget verwendet, sondern ein Tritium-Titan-Festtarget.

Im vorliegenden Experiment konnte ein ausreichender Deuteronenstrom zugelassen werden. Die Tritium-Titan-Schicht war so dick,

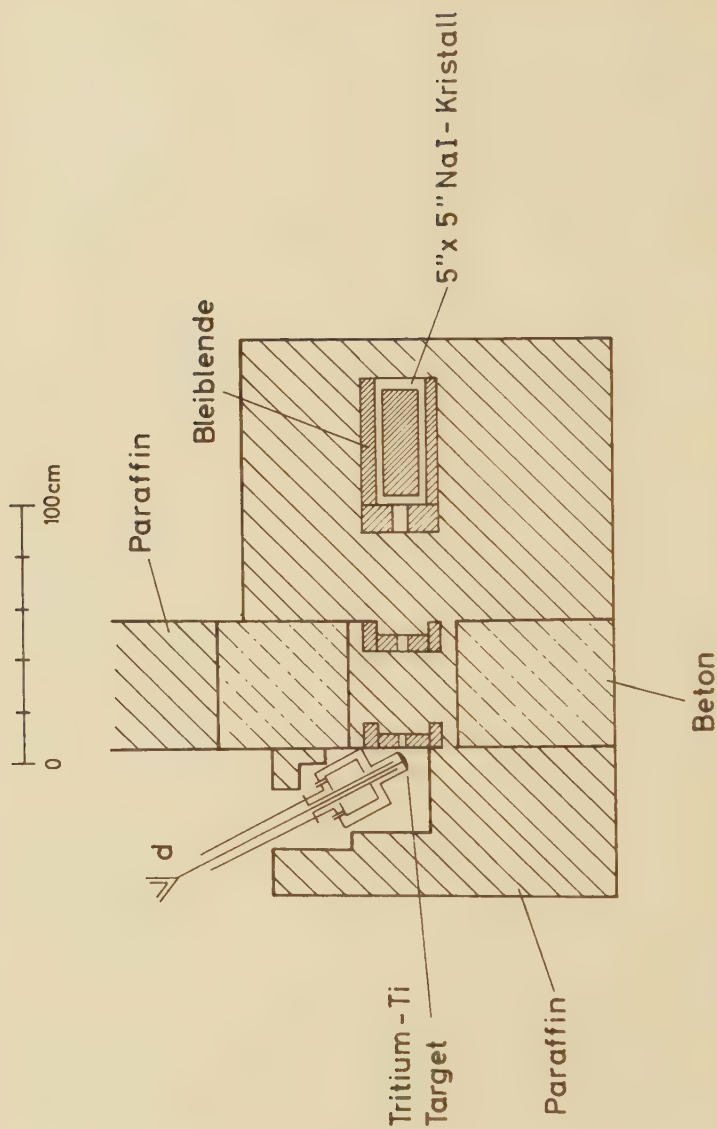


BILD 11 Anordnung zur Messung des ${}^3\text{H}(d,\gamma)$ - Spektrums

daß die Deuteronen darin bei allen vorkommenden Energien bis zur Ruhe abgebremst wurden.

Das benutzte Target besteht aus einer Titanschicht, in welcher das Tritiumgas "gelöst" ist. Das Titan ist auf eine Kupferscheibe aufgebracht. Das Target kann also von der Rückseite her mit Wasser gekühlt werden.

Es hat weiter den Vorteil, daß es bequemer zu handhaben ist als ein Gastarget, daß ein großer Teil der Maßnahmen fortfällt, die man beim Arbeiten mit radioaktiven Gasen sonst ergreifen muß, und daß es einen ausreichend hohen Strahlstrom zuläßt. Es hat aber auch den großen Nachteil, daß die Tritium-Dichte nicht im ganzen Target konstant ist. Vor allem ist zu erwarten, daß sie in der Nähe der Oberfläche abnimmt, weil dort Tritiumgas aus dem Titan herausdiffundieren kann. Immer wenn es sich um Absolutwerte von Wirkungsquerschnitten oder um deren Energieabhängigkeit handelt, muß die Tritiumdichte und ihre Ortsabhängigkeit bekannt sein. Sie mußte deshalb gemessen werden.

3.1.3 Messung

Eine in der beschriebenen Anordnung erhaltene Impulshöhenverteilung ist im Bild 12, Spektrum a zu sehen. Über einem steil ansteigenden Untergrund erkennt man die Gammastrahlung aus ${}^3\text{H}(d,\gamma){}^5\text{He}$ als kleinen Hügel. Um sicher zu gehen, daß der "Hügel" nicht als Untergrundeffekt angesehen werden mußte, wurde die Absorption in Blei geprüft. Dazu wurde das Loch in der Bleiblehde am Target mit 1, 2, 3 und 5 cm Blei verschlossen und jeweils eine Messung gemacht. Es zeigte sich, daß der Hügel bei der Messung mit 5 cm Blei (s. Bild 12, Spektrum b) so gut wie völlig verschwunden, mit 1, 2 und 3 cm Blei jedoch noch zu erkennen war. Der Untergrund änderte sich viel weniger. Seine Form blieb unterhalb des Hügels gleich, nur die Höhe wurde reduziert, bei 5 cm Blei z.B. um einen Faktor 1,2.

Nun wurden die mit Blei gemessenen Impulshöhenverteilungen mit geeigneten Faktoren multipliziert, so daß sie in den Gebieten, wo die Ausläufer des Hügels vernachlässigbar waren, mit der ohne Blei gemessenen übereinstimmten. Dann wurde die mit 5 cm gemessene Verteilung von den übrigen subtrahiert und alle Impulse im

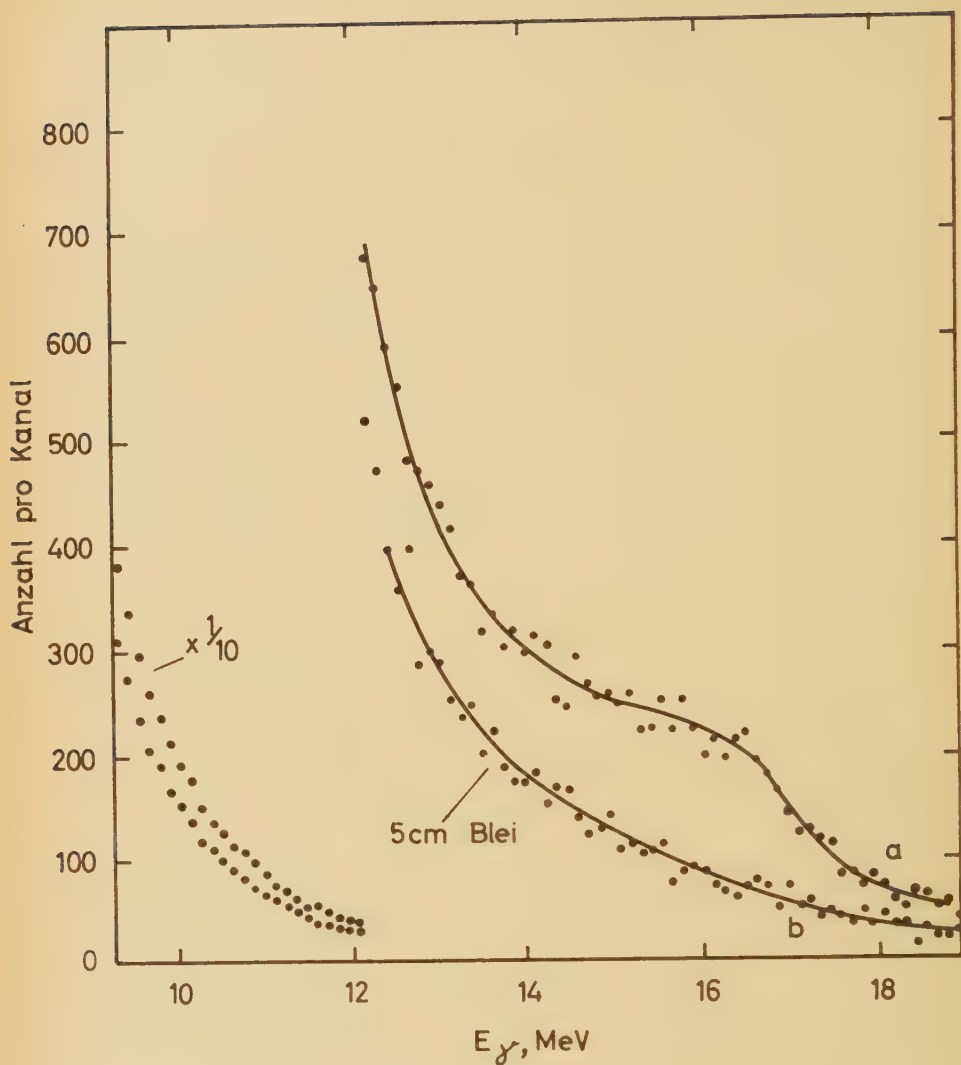


Bild 12 a In der Anordnung nach Bild 11 gemessene Impulshöhenverteilung aus der Reaktion ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$; $E_d = 1000 \text{ keV}$

b Wie a, Bleiblende am Target mit 5 cm Blei verschlossen

Bereich des Hügels addiert. Es erwies sich, daß das Absorptionsgesetz für Gammastrahlen von 16 MeV in Blei innerhalb des statistischen Fehlers erfüllt war. Der "Hügel" wurde mithin von Gammastrahlung aus dem Target erzeugt und nicht von Neutronen.

Da in der mit 5 cm Blei erhaltenen Impulshöhenverteilung keine Gammastrahlung aus dem Target mehr enthalten war, konnte sie als Untergrund benutzt werden. Sie wurde wie oben beschrieben an die Messung ohne Blei angeglichen und davon subtrahiert. Dabei ergab sich eine Verteilung, die in Bild 13, Spektrum a dargestellt ist. Zum Vergleich ist eine mit dem gleichen Kristall aus der Reaktion ${}^3\text{He}(d,\gamma)$ erhaltene Verteilung eingezeichnet (Spektrum b). Monochromatische Gammastrahlung von 21 MeV aus der Reaktion ${}^3\text{H}(p,\gamma){}^4\text{He}$ ergab eine Kurve mit der in Bild 13, Kurve c dargestellten Form. Sie wurde zwecks besseren Vergleichs um 5 MeV nach links geschoben. Man sieht, daß die Spektren aus ${}^3\text{He}(d,\gamma)$ und ${}^3\text{H}(d,\gamma)$ beide breiter sind, als es einer monochromatischen Linie zukäme. Außerdem ergibt sich, daß die beiden Spektren eine ähnliche Form haben.

3.2 Der Verlauf des Querschnitts für ${}^3\text{H}(d,\gamma){}^5\text{He}$

3.2.1 Die Gammaausbeute an dickem Target

Gemäß den Darlegungen im vorhergehenden Abschnitt kann die Impulshöhenverteilung im NaJ-Kristall, welche der aus ${}^3\text{H}(d,\gamma){}^5\text{He}$ entstehenden Gammastrahlung entspricht, aus Messungen mit offener und geschlossener Targetbleibende gewonnen werden. Die Summe aller Impulse in einem Bereich dieser Verteilung, in dem die statistischen Fehler klein sind (> 13 MeV), ist ein gutes Maß für die gesamte Zahl der Gammaquanten, die bei der eingestellten Deuteronen-Energie vom Target ausgegangen sind.

Diese Summe wurde als Gamma-Ausbeute $Y_\gamma(E_d)$ bezeichnet. Sie wurde für Einschuß-Energien E_d zwischen 120 und 1000 keV bestimmt und aufgetragen. Aus dem Verlauf der daraus folgenden Kurve kann die Abhängigkeit des Einfangquerschnitts von der Energie der Deuteronen berechnet werden, wenn die Dichte der Tritium-Kerne $N(x)$ an jedem Ort x im Titantarget bekannt ist.

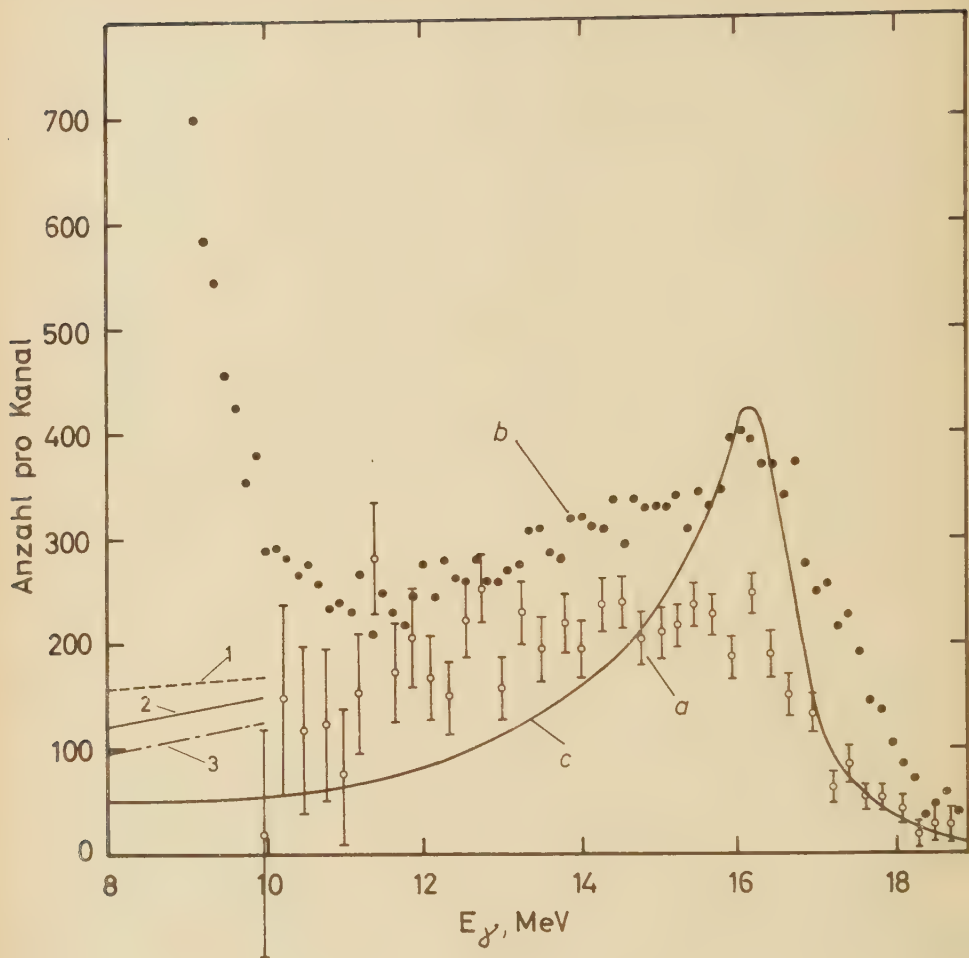


Bild 13 a Spektrum der Gammastrahlen aus ${}^3\text{H}(\text{d}, \gamma)$, $E_d = 200 \text{ keV}$
 b Mit dem gleichen Kristall gemessene Impulshöhenverteilung aus ${}^3\text{He}(\text{d}, \gamma)$, $E_d = 500 \text{ keV}$
 c Spektrum der Gammastrahlen aus ${}^3\text{H}(\text{p}, \gamma)$, $E_\gamma = 21 \text{ MeV}$, um 5 MeV nach links verschoben
 1, 2 und 3 Verschiedene Fortsetzungen des Spektrums a bis zur Energie 0

Es gilt nämlich:

$$Y_Y(E_d) = \text{const.} \int_0^{R(E_d)} \sigma_Y(E) \cdot N(x) dx = \text{const.} \int_{E_d}^0 \sigma_Y(E) \cdot \frac{N(x)}{dE/dx} dE \quad (3)$$

Dabei ist x die Eindringtiefe ins Titan, bei welcher der Deuteronenstrahl gerade die Energie E besitzt, wenn er vor Eintritt ins Target die Energie E_d hatte.

Zwischen E , E_d , x , der Reichweite $R(E_d)$ der Deuteronen (bei $x=R$ ist $E=0$) und ihrem Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx bestehen folgende Beziehungen:

$$x = \int_{E_d}^E \frac{1}{dE/dx} \cdot dE ; \quad R(E_d) = \int_{E_d}^0 \frac{1}{dE/dx} \cdot dE ; \quad x = R(E_d) - R(E) \quad (4)$$

Von den drei Variablen E , E_d und x kann also immer eine durch die beiden übrigen ausgedrückt werden.

Im Energieverlust der Deuteronen im Target spielt das Tritiumgas nur eine geringe Rolle, da es eine sehr kleine Kernladungszahl hat ($Z_T=1$) im Vergleich zum Titan ($Z_{Ti}=22$) und das Verhältnis der Anzahlen Titanatome zu Tritiumatomen bei etwa 0,1 liegt. Änderungen dieses Verhältnisses mit der Tiefe x im Target spielen daher für den Energieverlust nur eine geringe Rolle und wurden vernachlässigt. Der Energieverlust dE/dx wurde berechnet nach Angaben in Nuclear data tables (Nu 60).

3.2.2 Die Neutronen-Ausbeute Y_n

Zur Bestimmung des Verlaufs des Einfangquerschnitts mit der Deuteronenenergie fehlte noch die Tritiumdichte $N(x)$. Um sie zu messen, konnte die Störreaktion ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ ausgenutzt werden, deren Querschnittsverlauf $\sigma_n(E)$ gut bekannt ist (Ar 54). Für diese Reaktion gilt dieselbe Gleichung (3) wie für den Einfang der Deuteronen, nur ist jetzt $Y_Y(E_d)$ durch $Y_n(E_d)$ und $\sigma_Y(E)$ durch $\sigma_n(E)$ zu ersetzen.

Es wurde also bei denselben Energien E_d zwischen 120 und 1000 keV, bei welchen zuvor die Gammaausbeute bestimmt worden war, nun die Neutronenausbeute $Y_n(E_d)$ gemessen. Dazu wurde ein 2,5 cm x 3,75 cm $\varnothing$ Plastic-Szintillator in 130 cm Entfernung vom Target unter 90° zum Deuteronenstrahl aufgestellt. Von den damit erhaltenen Impulsen wurden alle, deren Höhe eine Schwelle überstieg, addiert. Die Summen waren ein Maß für die Neutronenausbeute und wurden über der Energie aufgetragen.

3.2.3 Die Tritiumdichte im Target

Aus der gemessenen Neutronenausbeute konnte nun mit dem ${}^3\text{H}(d,n)$ -Querschnitt und dem Energieverlust der Deuteronen der Verlauf der Tritiumdichte im Titantarget berechnet werden. Dazu wurde das Integral (3) nach der Trapezregel als Summe dargestellt. Die Stützstellen für das Integral wurden so gewählt, daß sie mit der Reichweite der Deuteronen bei den einzelnen Messungen übereinstimmten. Für jede Energie, bei der eine Neutronenausbeute gemessen war, wurde eine Gleichung aufgestellt. Es entstand ein Gleichungssystem, aus welchem $N(x)$ abschnittsweise berechnet werden konnte. $N(0)$ wurde extrapoliert.

Das Ergebnis der Rechnung ist in Bild 14 gezeigt. Die statistischen Fehler in der gemessenen Neutronenausbeute pflanzen sich durch die Rechnung fort und bewirken eine Streuung der erhaltenen Werte der Tritiumdichte. Aus dem Bild ist jedoch deutlich zu erkennen, daß diese von der Targetoberfläche aus ansteigt und nach etwa 2μ einen konstanten Wert erreicht.

3.2.4 Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit der Energie

Wie in Abschnitt 2.2.2 dargelegt, konnte der Wirkungsquerschnitt für Deutroneinfang in ${}^3\text{He}$ in zwei Anteile zerlegt werden, einen "Resonanzanteil", dessen Verlauf dem des ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ -Querschnitts proportional war, und einen "direkten" Anteil, der mit der Energie anstieg.

Es ist zu erwarten, daß beim Einfang im Spiegelkern eine entsprechende Aufteilung möglich ist. Der unbekannte Verlauf des Einfangquerschnitts wurde deshalb angesetzt als Summe aus einem Teil mit der Form des ${}^3\text{H}(d,n)$ -Querschnitts $\sigma_n(E)$ und einem

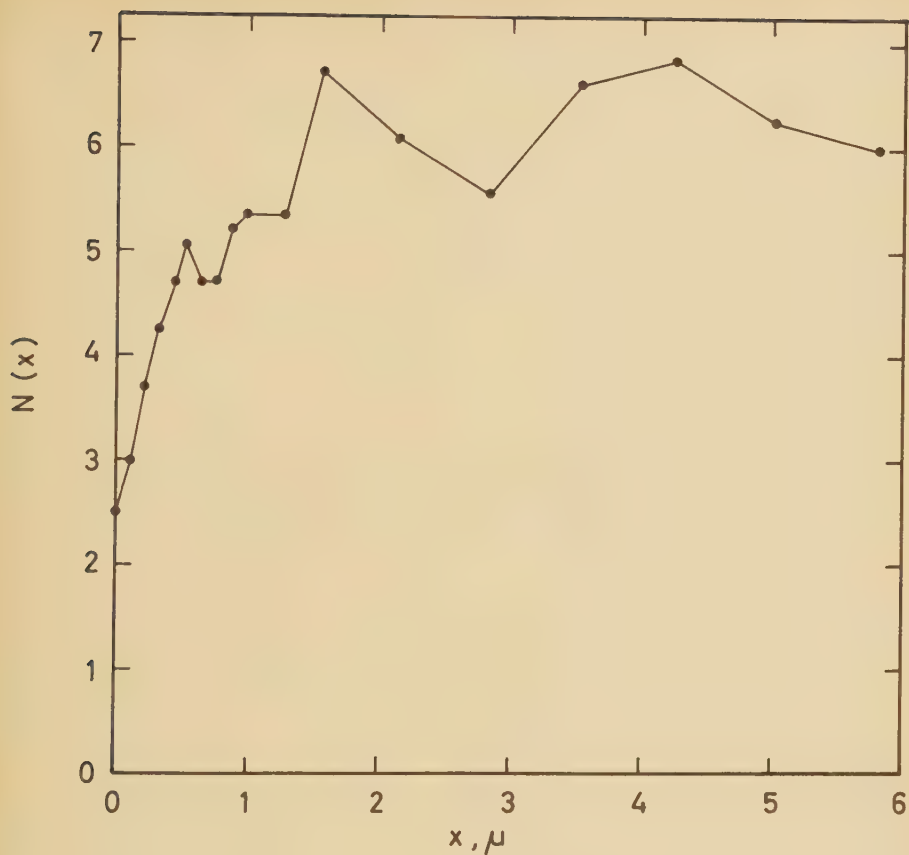


Bild 14 Tritiumdichte im Titan-Target

Die absolute Dichte ergibt sich, wenn die Zahlen an der Ordinate mit 10^{21} multipliziert werden.
Die Absolutskala wird bestimmt in Abschnitt 3.3.2.

Polynom dritten Grades:

$$\sigma_Y(E) = a_0 \cdot \sigma_n(E) + a_1 E + a_2 E^2 + a_3 E^3 \quad (5)$$

Dieser Ansatz wurde in Gleichung (3) eingesetzt. Die vier darin enthaltenen Parameter a_0 , a_1 , a_2 und a_3 wurden bestimmt durch die Vorschrift, daß der Ausdruck

$$\sum_{\text{alle } E_d} \left[\left(Y_Y(E_d) - \int_{E_d}^0 \sigma_Y(E) \cdot N(x) \cdot \frac{1}{dE/dx} dE \right) / \text{Fehler}(Y_Y) \right]^2 = \text{Min}$$

zum Minimum werden sollte. Es zeigt sich, daß bei geeigneter Wahl der Konstanten gute Übereinstimmung mit den gemessenen $Y_Y(E_d)$ erzielt werden konnte. Die Rechnung ergab die Werte

$$\begin{aligned} a_0 &= 3,03 \cdot 10^{-1} & a_1 &= 3,50 \cdot 10^{-2} \\ a_2 &= -3,67 \cdot 10^{-5} & a_3 &= 5,33 \cdot 10^{-8}. \end{aligned}$$

Setzt man sie in Gleichung (5) ein, so erhält man den in Bild 15, Kurve a gezeichneten Verlauf des Einfangquerschnitts, wenn E in keV und $\sigma_n(E)$ in mb/sr ($\theta = 90^\circ$) eingesetzt werden.

Die Fehlerbalken geben den Wert des statistischen Fehlers an einigen Stellen an. Da mit "dickem" Target gearbeitet wurde und die größten Werte des Querschnitts bei kleiner Energie auftreten, steigt der relative Fehler des Wirkungsquerschnitts mit der Energie an. Hinzu kommt, daß noch eine weitere, mit statistischen Fehlern behaftete Meßkurve auf dem Weg über die Tritiumdichte in die Berechnung des Querschnittsverlaufs eingeht. Dieser ist deshalb weniger genau bekannt als bei ${}^3\text{He}(d, \gamma)$.

In Bild 15 sind außerdem der Resonanz- und der Direkt-Anteil am Querschnitt (Kurven d und b) eingetragen. Kurve c gibt den zu erwartenden Verlauf des Direktquerschnitts, wenn das Matrixelement wie bei ${}^3\text{He}(d, \gamma)$ konstant angenommen wird:

$$\sigma_{\text{dir}} = P \cdot 1/v.$$

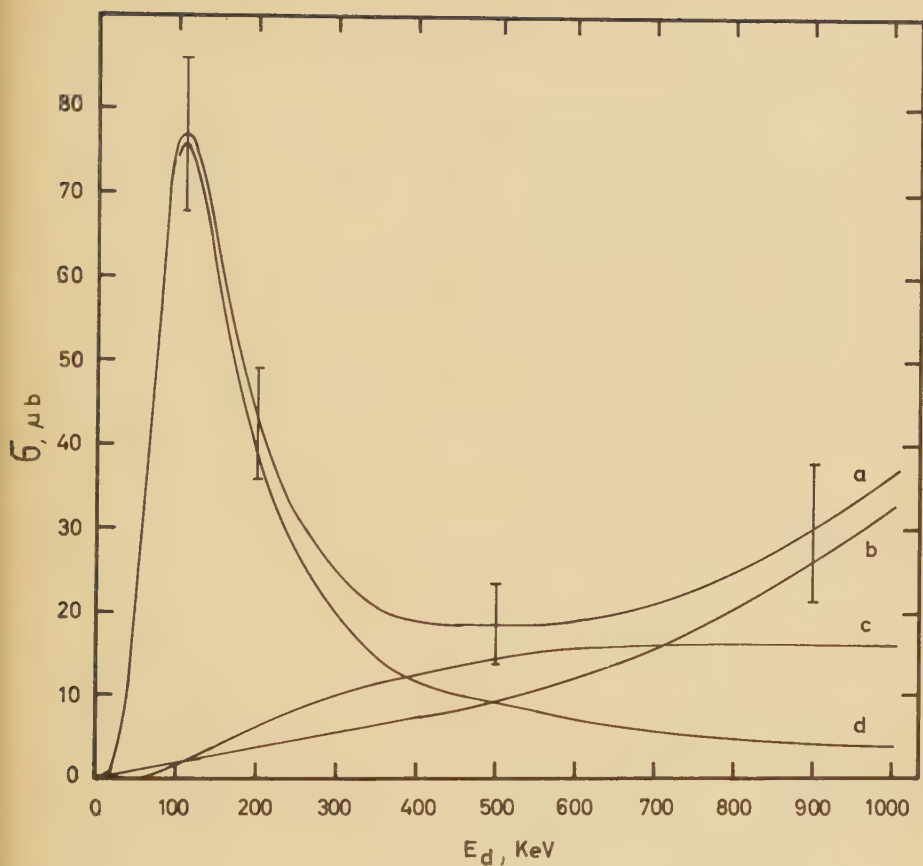


Bild 15 a Verlauf des ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma)$ -Querschnitts für Grundzustands-Übergänge. Die Absolutskala wird in Abschnitt 4.2.3 bestimmt.

b Direktanteil am Einfangquerschnitt

c Berechneter Verlauf des Direktanteils (konstantes Matrixelement)

d Resonanzanteil am Einfangquerschnitt;

a ist die Summe aus b und d.

Die Form der Kurve c ist also nur durch die Penetrabilität des Coulomb-Walls für die Deuteronen und das $1/v$ -Gesetz bestimmt. Man sieht, daß der experimentell erhaltene Verlauf innerhalb seiner Fehler mit dieser Kurve beschrieben werden kann.

Der Ordinaten-Maßstab in Bild 15 ist vorläufig als willkürlich zu betrachten (vgl. Abschnitt 4.2.3).

Bemerkung: Die Kurve a in Bild 15 gibt die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für den Einfang des Deuterons und anschließenden Gammaübergang zum Grundzustand, da zur Bestimmung der Gammaausbeute Y_γ nur der Teil der Impulshöhenverteilung benutzt worden ist, der kleine statistische Fehler hatte (oberhalb 13 MeV). Dieser Teil enthält aber hauptsächlich (rund 70 %) Übergänge zum Grundzustand.

3.3 Der Absolutquerschnitt für ${}^3\text{H}(d,\gamma){}^5\text{He}$

Der Wert des Wirkungsquerschnitts für den Deuteroneneinfang im Tritium konnte aus den bisher gemessenen Daten nicht abgeleitet werden, weil die Tritiumdichte im Titantarget nicht absolut bekannt war. Da nämlich der Neutronenzähler nicht absolut geeicht war, folgte aus der damit gemessenen Ausbeute auch nur der Verlauf der Tritiumdichte, nicht ihr Absolutwert. Es war also erforderlich, den Neutronenzähler zu eichen.

3.3.1 Die Eichung des Neutronenzählers

In Bild 16 ist die benutzte Anordnung dargestellt. Die Tritium-Titan-Scheibe bildete mit der Richtung des Deuteronenstrahls einen Winkel von 40° . In 43,2 cm Entfernung vom Target, unter 90° zur Strahlrichtung war ein Festkörperzähler zum Nachweis der Rückstoßkerne aus der Reaktion ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ aufgestellt. Eine Messingblende mit 3,02 mm Durchmesser legte den Raumwinkel für die ${}^4\text{He}$ -Kerne fest. Im Target gestreute Deuteronen wurden von einer $0,5\ \mu$ dicken Nickelfolie so weit abgebremst, daß sie die Messung im Festkörperzähler nicht mehr störten.

Da ein "dickes" Target verwendet wurde und die Alpha-Teilchen deshalb beim Austritt daraus einen Teil ihrer Energie verloren, ergab sich keine scharfe Linie im Alphazähler, sondern ein brei-

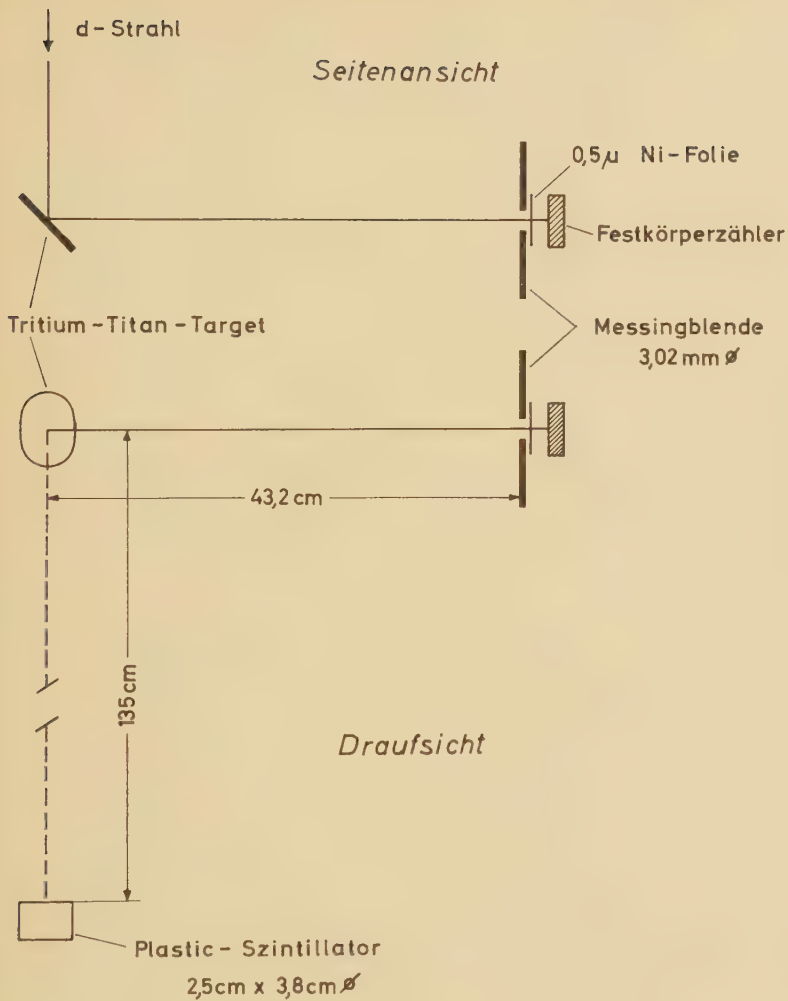


Bild 16 Anordnung zur Eichung des Plastic-Szintillators

tes Spektrum. Dieses war jedoch vom Untergrund (gestreute Deuteronen) deutlich getrennt. Die Zahl der Teilchen, welche den Zähler erreichten, konnte auf $\pm 1,5 \%$ genau angegeben werden.

In einem Winkel von 90° zur Strahlrichtung und zur Richtung, in welcher die Alphateilchen gemessen wurden, war am gleichen Ort wie bei der Messung der Neutronenausbeute der Plastic-Szintillator aufgestellt. In derselben Weise wie früher wurde nun die Zahl der Impulse im Neutronenzähler oberhalb der Schwelle festgestellt. Diese Zahl konnte auf $\pm 3 \%$ genau angegeben werden. (Die Unsicherheit stammt aus Schwankungen von Verstärkung und Schwelle). Aus der Anzahl der im Festkörperzähler spektroskopierten ^4He -Rückstoßkerne wurde die Zahl der unter 90° in die Raumwinkeleinheit emittierten Neutronen berechnet und mit dem Raumwinkel zum Plastic-Szintillator multipliziert. Die gefundene Zahl wurde mit der damit gemessenen verglichen. Es ergab sich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein vom Target ausgehendes Neutron im Plastic-Szintillator nachgewiesen wurde. Sie hatte den Wert $\eta = 9,87 \cdot 10^{-6} \pm 5 \%$.

Mit dieser Konstanten konnten aus den früher gemessenen relativen Neutronenausbeuten die absoluten berechnet werden:

$$Y_n^{\text{abs}}(E_d) = \frac{1}{\eta} Y_n(E_d).$$

Zur Kontrolle wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für vom Target ausgehende Neutronen mit Hilfe des Querschnitts für die (n,p)-Streuung ausgerechnet. In diese Rechnung ging die Form der Impulshöhenverteilung im Plastic-Zähler unterhalb der Schwelle ein. Diese war nicht genau bekannt und mußte deshalb extrapoliert werden. Das Ergebnis war also nicht sehr genau. Immerhin war es innerhalb seiner Fehlergrenzen mit dem gemessenen Wert identisch und bestätigte ihn.

3.3.2 Der absolute Wert des Einfangquerschnitts

Da nun die absolute Neutronenausbeute bekannt war, konnte auch die Zahl der Tritiumatome pro Titanatom im Target absolut angegeben werden. Demnach ist im Targetinneren, wo die Tritiumdichte

als annähernd konstant zu betrachten ist, das Verhältnis Tritium- zu Titanatomen = 0,11 und die Dichte selbst = $6,5 \cdot 10^{21}$ At/cm³, während das Titan $5,7 \cdot 10^{22}$ At/cm³ enthält.

Bei der Berechnung des Querschnittverlaufs war nur der Teil der Impulshöhenverteilung im NaJ-Kristall ausgewertet worden, dessen statistischer Fehler klein war (oberhalb 13 MeV). Zur Bestimmung des Absolutquerschnitts, d.h. des Gesamtquerschnitts, mußten aber alle gemessenen Impulse verwendet werden.

Die Form der Impulshöhenverteilung bei Energien unterhalb 10 MeV war nicht bekannt. Es mußte also extrapoliert werden. Drei verschiedene Formen wurden angenommen. Sie sind im Bild 13 eingetragen und mit 1, 2 und 3 bezeichnet. Sie setzen das Spektrum a bis zur Energie 0 fort. Weiter wurde angenommen, daß das Gamma-spektrum aus der Reaktion ${}^3\text{H}(d,\gamma){}^5\text{He}$ bei 110 keV (d.h. bei Resonanz) dem aus der Reaktion ${}^3\text{He}(d,\gamma){}^5\text{Li}$ bei 480 keV (also ebenfalls in Resonanz) ähnlich ist (vgl. Abschnitt 3.1.3).

Das führte dazu, die Fortsetzung Nr. 2 in Bild 13 als wahrscheinlich richtige anzusehen. Sie wurde zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts verwendet. Bei der Extrapolation war eine gewisse Willkür nicht zu vermeiden. Sie war der Grund für einen systematischen Fehler. Um ihn abzuschätzen, wurde der Querschnitt auch mit Hilfe der beiden übrigen Kurven (Nr. 1 und 3) berechnet. Die Ergebnisse wurden als Fehlergrenzen für den Einfangquerschnitt benutzt.

In der Resonanz war bei ${}^3\text{He}(d,\gamma)$ die Winkelverteilung der Strahlung isotrop. Bei ${}^3\text{H}(d,\gamma)$ konnte sie nicht gemessen werden, weil dazu die Abschirmung gegen Untergrund hätte verschlechtert werden müssen und die gesuchte Gammastrahlung dann nicht mehr zu beobachten gewesen wäre. Es wurde deshalb angenommen, daß die Winkelverteilung auch bei ${}^3\text{H}(d,\gamma)$ in Resonanz isotrop ist (s. auch Co 59). Dann ergibt sich für den Gesamt-Einfangquerschnitt bei 110 keV der Wert $140 \pm 16 \mu\text{b}$ ($140 \mu\text{b} \pm 12 \%$). Zu dem angegebenen Fehler ist noch der erwähnte systematische Fehler zu addieren. Dieser beträgt $\left\{ \begin{smallmatrix} +30 \\ -15 \end{smallmatrix} \right\} \%$.

4. Diskussion der Meßergebnisse

4.1 Einfangmechanismen

4.1.1 Beteiligte Drehimpulse

Bei den Messungen, über die in dieser Arbeit berichtet wird, lag die Energie des Deuteronenstrahls zwischen 0,2 und 1,1 MeV. In diesem Bereich ist nicht zu erwarten, daß höhere Bahndrehimpulse als $l=0$ und allenfalls $l=1$ zu Reaktionen beitragen (s. z.B. Da 63, S. 196).

Ein Deuteron, das mit dem Bahndrehimpuls $l=0$ einen ${}^3\text{He}$ -Kern trifft (für Tritium gilt hier und im folgenden das gleiche), kann mit ihm den Gesamtspin $3/2^+$ oder $1/2^+$ bilden.

Die beiden Zustände des $1p$ Dubletts im ${}^5\text{Li}$ können dann mit elektrischen Dipolübergängen erreicht werden.

Wenn ein Deuteron mit Bahndrehimpuls $l=1$ auf einen ${}^3\text{He}$ -Kern trifft, dann kann es mit ihm nur einen Zustand mit negativer Parität bilden. Von einem solchen Zustand aus führen aber nur magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge zu den tieferen Niveaus. Da diese Übergänge eine wesentlich kleinere Wahrscheinlichkeit haben als elektrische Dipolübergänge, ist im betrachteten Energiebereich nur der Beitrag mit $l=0$ wesentlich.

Diese These wird gestützt durch die beobachtete Isotropie der Winkelverteilung (s. Abschnitt 2.3) im gemessenen Energie-Intervall, wenn man von dem $\sin^2\theta$ - Anteil bei 1025 keV absieht.

Das Auftreten dieses Anteils deutet darauf hin, daß mit weiter steigender Energie höhere Bahndrehimpulse als $l=0$ beteiligt sind und berücksichtigt werden müssen.

4.1.2 Resonanzeinfang

Das Niveauschema des ${}^5\text{Li}$ -Kerns zeigt bei 16,81 MeV einen $3/2^+$ Zustand (s. Bild 1). Er kann über die Reaktion ${}^3\text{He} + d$ erreicht werden, wenn die Deuteronen mit 450 keV Energie eingestrahlt werden (${}^5\text{He}$: 16,69 MeV, $E_d = 107$ keV).

Aus dem Verlauf des Einfangquerschnitts mit der Energie konnte

geschlossen werden, daß zwei Mechanismen beim Einfang beteiligt sind (s. Abschnitt 2.2.2 und 3.2.4). Es liegt nahe, anzunehmen, daß für den Resonanzanteil des Querschnitts das $3/2^+$ Niveau im ^5Li verantwortlich ist. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß muß dann den gleichen Verlauf mit der Deuteronenenergie haben wie der $^3\text{He}(d,p)$ -Querschnitt, wie es experimentell gefunden wurde.

4.1.3 Direkteinfang

Im ^5Li sind im fraglichen Energiebereich keine weiteren Niveaus bekannt. Da noch ein zweiter Anteil im Einfangquerschnitt auftritt, der einen stetig ansteigenden Verlauf aufweist, wird angenommen, daß der dazu gehörige Einfang zur Gruppe der "direkten" Prozesse gehört. Die Abhängigkeit dieses Querschnitts von der Energie ist außer durch Penetrabilität und Phasenraumfaktoren gegeben durch die Abhängigkeit des Matrixelements von der Energie.

Der Einfang kann über den Spin $1/2^+$ und $3/2^+$ verlaufen. Im ersten Fall kann ein Proton "direkt" in die p-Schale übergehen, und kein Teilchen braucht seine Spinrichtung zu ändern. Im zweiten Fall muß der Spin eines Neutrons umklappen. Da bei elektrischen Dipolübergängen Spin-Umklappen ungefähr hundertmal weniger wahrscheinlich ist als ein Übergang ohne diesen Prozeß, kann angenommen werden, daß der Direkteinfang über den Spin $1/2^+$ verläuft.

Wie in 2.2.2 und 3.2.4 gezeigt, kann der Deuteronen-Einfangquerschnitt in ^3H und ^3He im betrachteten Energiebereich als Summe von Direkt- und Resonanzanteil befriedigend wiedergegeben werden, wenn die Annahme gemacht wird, daß das Matrixelement des Direkteinfangs von der Energie unabhängig ist.

4.2 Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten

4.2.1 Übergangswahrscheinlichkeit

Im Abschnitt 4.1.1 wurde dargelegt, daß beim Deuteroneneinfang in ^3H und ^3He bei Energien unter 1 MeV nur elektrische Dipolübergänge zu den beiden Zuständen des $1p$ Dubletts auftreten.

Das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zu diesen beiden Zuständen soll nun abgeschätzt werden. Das kann man einfach,

wenn der Gammaübergang ein "Einteilchenübergang" ist. Dann kann nämlich die Wahrscheinlichkeit für einen elektrischen Dipolübergang geschrieben werden (s. Da 63, S. 363):

$$P = \text{const.} \cdot E_{\gamma}^3 \cdot S_{ab} \cdot |M_{ab}|^2. \quad (6)$$

M_{ab} ist das Radialmatrixelement und S_{ab} das Quadrat des Spin- und Winkelmatrixelements des Übergangs; S_{ab} wird üblicherweise als "Statistischer Faktor" bezeichnet. Er hängt von den Kernspins im Anfangs- und Endzustand ab.

Nun ist zu klären, ob beim Deuteroneneinfang ein Einteilchenübergang vorliegt.

Beim Resonanzprozeß verläuft der Einfang über das $3/2^+$ Niveau in ^5He bzw. ^5Li . Es ist bekannt, daß dieser Zustand eine "Cluster"-Struktur besitzt (Wi 66). Dabei besteht der Kern aus Deuteron und Restkern. Beim Übergang aus dem $3/2^+$ Zustand in die Niveaus des 1p Dubletts muß ein Nukleon seinen Spin umklappen, ein anderes aus der s- in die p-Schale übergehen. Es handelt sich also sicherlich nicht um einen reinen Einteilchen-Übergang. Trotzdem soll obige Formel benutzt werden, um wenigstens einen Anhaltspunkt für das Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten zu gewinnen.

Über den Direktprozeß ist nur bekannt, daß er über den Gesamtspin $1/2^+$ verläuft, und kein Teilchenspin umzuklappen braucht, sondern nur ein Nukleon in die p-Schale eingebaut wird. Dieser Übergang kann noch am ehesten als Einteilchenübergang bezeichnet werden. Auch hier gilt, daß obige Formel nur für eine Abschätzung dienen soll.

4.2.2 Linienverhältnis

Um die Wahrscheinlichkeiten für Gammaübergänge zu den Zuständen des 1p Dubletts ins Verhältnis setzen zu können, muß als weitere Vereinfachung das Radialmatrixelement gleichgesetzt werden. Das Verhältnis hängt dann nur noch von den statistischen Faktoren und der Gammaenergie ab:

$$P_0/P_1 = (E_{\gamma 0}/E_{\gamma 1})^3 \cdot S_0/S_1.$$

Die Indizes 0 und 1 kennzeichnen jeweils Grund- und ersten angeregten Zustand im ${}^5\text{He}$ bzw. ${}^5\text{Li}$.

Die dritte Potenz des Verhältnisses der Übergangsenergien der beiden Gammalinien ist etwa gleich 2.5.

Für den Resonanzeinfang hat man einzusetzen:

$$\begin{aligned} P_0/P_1 &= 2,5 \cdot S(3/2^+ \rightarrow 3/2^-) / S(3/2^+ \rightarrow 1/2^-) \\ &= 2,5 \cdot 1/5 \end{aligned}$$

und beim Direkteinfang:

$$\begin{aligned} P_0/P_1 &= 2,5 \cdot S(1/2^+ \rightarrow 3/2^-) / S(1/2^+ \rightarrow 1/2^-) \\ &= 2,5 \cdot 2/1 . \end{aligned}$$

Die Werte der Statistischen Faktoren sind entnommen aus (Hu 54), und (Nu 60).

4.2.3 Vergleich der Verhältnisse mit dem Experiment

Der Einfangquerschnitt setzt sich zusammen aus Resonanz- und Direktanteil. Das Verhältnis der beiden Anteile ändert sich mit der Deuteronenenergie (s. Abschnitt 2.2.2 und 3.2.4).

Bei der Reaktion ${}^3\text{He}(d, \gamma)$ hat man bei 480 keV $88 \pm 5 \%$ Resonanz- und $12 \pm 5 \%$ Direktanteil (vgl. Bild 10). Mit den Ergebnissen des letzten Abschnitts und diesen Zahlen erhält man für das Verhältnis der Intensitäten der Gammalinien:

$$P_0/P_1 = 2,5 \cdot (0,29 \pm 0,08) = 0,73 \pm 0,2 .$$

Bei $E_d = 1025$ keV ergibt sich aus Bild 10 ein Anteil von $44 \pm 10 \%$ für den Resonanz- und $56 \pm 10 \%$ für den Direktprozeß.

Man findet dann:

$$P_0/P_1 = 2,5 \cdot (0,81 \pm 0,29) = 2,0 \pm 0,7 .$$

Aus den gemessenen Gammaspektren ergibt sich, daß die Grundzustandslinie mit steigender Deuteronenenergie immer deutlicher hervortritt, vgl. Bild 8 und 9.

Das kommt auch in den in Abschnitt 2.1.5 bestimmten Intensitätsverhältnissen der Gammalinien zum Ausdruck:

$$E_d = 480 \text{ keV:} \quad I_0/I_1 = 1,0 \pm 0,15$$

$$E_d = 1025 \text{ keV:} \quad I_0/I_1 = 1,92 \pm 0,4 .$$

Vergleicht man die gemessenen Linienverhältnisse I_0/I_1 mit den aufgrund der Einteilchen-Näherung berechneten P_0/P_1 , dann stellt man fest, daß sie fast übereinstimmen, die berechneten in Wert und Energieabhängigkeit also nahezu richtig sind.

Das ist erstaunlich, wenn man bedenkt, welche einschneidenden Spezialisierungen und Näherungen nötig waren, um zu diesen berechneten Verhältnissen zu kommen.

Die Übereinstimmung lehrt, daß die der Rechnung zugrundeliegenden Annahmen zur Beschreibung der vorliegenden Reaktionen jedenfalls nicht völlig ungeeignet sind. Insbesondere ist sie als Bestätigung der bisher entwickelten Vorstellungen über den Ablauf der Einfangprozesse und deren Energieabhängigkeit zu werten.

Bei ${}^3\text{H}(d,\gamma){}^5\text{He}$ läßt sich das Verhältnis der Intensitäten der Gammalinien aus dem Spektrum nicht entnehmen. Berechnet man es nach derselben Methode wie bei ${}^3\text{He}(d,\gamma)$ in diesem und dem vorhergehenden Abschnitt und entnimmt den Direkt- und den Resonanzanteil aus Bild 15, dann findet man bei 110 keV Deuteronenenergie:

$$P_0/P_1 = 2,5 \cdot 0,22 = 0,55 .$$

In Abschnitt 3.3.2 wurde der Gesamt-Einfangquerschnitt bei $E_d = 110 \text{ keV}$ bestimmt. Multipliziert man ihn mit diesem Verhältnis, dann erhält man den Wirkungsquerschnitt für Deuteroneneinfang in ${}^3\text{H}$ und Übergang zum Grundzustand. Für diesen Übergang war aber der Verlauf des Einfangquerschnitts gemessen worden. Es ergibt sich jetzt also gerade die Absolutskala zu Bild 15 (vgl. auch die Ausführungen in Abschnitt 3.2.4).

4.2.4 Ausblick

Es muß noch gesagt werden, daß zwar alle experimentellen Befunde mit den gemachten Annahmen erklärt werden können, diese Annahmen aber nicht die einzig möglichen sind. Beispielsweise ist es denkbar, daß die Winkelverteilung nur "zufällig" isotrop ist und in Wirklichkeit $l=1$ und $l=2$ wesentliche Beiträge zum Einfangquerschnitt liefern. Solche und ähnliche Möglichkeiten sind nicht auszuschließen, jedoch wegen der geringen Deuteronenenergie unwahrscheinlich.

Bei 1025 keV läßt die Winkelverteilung $10 \pm 5 \% \sin^2\theta$ -Anteil zu. Das bedeutet, daß höhere Bahndrehimpulse als $l=0$ beim Einfang beteiligt sind. Deren Beitrag ist jedoch noch klein, der Hauptteil der Deuteronen wird mit $l=0$ und elektrischem Dipolübergang eingefangen.

Die Genauigkeit der Messung läßt eine Analyse eines 10 %-Anteils bei dieser Energie leider nicht zu.

Gleichwohl wäre eine Klärung der Verhältnisse im anschließenden Energiebereich wünschenswert. Dazu bedarf es jedoch höherer Deuteronenenergien als sie dem Verfasser zur Verfügung standen. Diese Klärung muß deswegen einer weiteren Messung an einem höher reichenden Beschleuniger vorbehalten bleiben.

Weiter ist zu sagen, worauf schon am Ende des Abschnitts 2.1.5 hingewiesen wurde, daß es durchaus fraglich ist, ob die für die Anpassung an das gemessene Spektrum verwendeten Wignerschen Resonanzformeln zur Beschreibung der Form der Gammalinien physikalisch sinnvoll verwendet werden können.

Nun ist jüngst eine Theorie entwickelt worden (Di 66), welche die Schalenmodell-Theorie auf den Fall des Potentialtopfs mit endlicher Tiefe verallgemeinert und dabei die Kontinuumszustände in Betracht zieht. Diese Theorie ist allerdings noch nicht auf den Fall des ${}^5\text{He}$ und ${}^5\text{Li}$ bzw. die Nukleonenstreuung an ${}^4\text{He}$ angewendet worden, so daß ein Vergleich mit dem vorliegenden Experiment noch nicht möglich ist. Erst mit dieser genauen Theorie ist zu erwarten, daß physikalisch sinnvolle Aussagen über Lage und Form der beiden Niveaus und damit die Größe der Spin-Bahn-Aufspaltung gewonnen werden, was bis jetzt nicht möglich ist.

Auch aus der Nukleon-Alpha Streuung lassen sich bisher nur die Parameter in der Wignerschen Theorie bestimmen. Allenfalls können "naive" Größen wie die in Abschnitt 2.1.5 angegebenen gewonnen werden.

4.3 ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$ Vergleich

4.3.1 Vergleich der Resonanzquerschnitte

Wie in Abschnitt 2.2.2 und 3.2.4 ausgeführt, hat der Einfangquerschnitt für Deuteronen in ${}^3\text{H}$ und ${}^3\text{He}$ einen Anteil, dessen Verlauf mit dem des (d,p) - bzw. (d,n)-Querschnitts an diesen Kernen übereinstimmt. Die Energieabhängigkeit dieses Anteils kann mit einer Breit-Wigner "single level" Formel beschrieben werden:

$$\sigma_{{}^3\text{He}(d,\gamma)} = g_{\gamma\text{He}} \frac{\pi \cdot \Gamma_d \cdot \Gamma_{\gamma\text{He}}}{k_d^2 \cdot ((E - E_{\text{res}})^2 + \Gamma^2/4)} ;$$

Setzt man diesen (d, γ)-Querschnitt ins Verhältnis zum (d,p)-Querschnitt, für den eine analoge Formel gilt, dann folgt:

$$\frac{\sigma_{{}^3\text{He}(d,\gamma)}}{\sigma_{{}^3\text{He}(d,p)}} = \frac{g_{\gamma\text{He}} \cdot \Gamma_{\gamma\text{He}}}{g_p \cdot \Gamma_p} .$$

Ganz entsprechend folgt:

$$\frac{\sigma_{{}^3\text{H}(d,\gamma)}}{\sigma_{{}^3\text{H}(d,n)}} = \frac{g_{\gamma\text{H}} \cdot \Gamma_{\gamma\text{H}}}{g_n \cdot \Gamma_n} .$$

Bildet man nun das Verhältnis dieser Wirkungsquerschnitt-Verhältnisse, dann ergibt sich:

$$R = \frac{\sigma_{d,\gamma} / \sigma_{d,n}}{\sigma_{d,\gamma} / \sigma_{d,p}} = \frac{g_{\gamma\text{H}} \cdot \Gamma_{\gamma\text{H}}}{g_n \cdot \Gamma_n} \cdot \frac{g_p}{g_{\gamma\text{He}}} \cdot \frac{\Gamma_p}{\Gamma_{\gamma\text{He}}}$$

Die Spinfaktoren heben sich heraus:

$$R = \frac{\Gamma_{\gamma\text{H}}}{\Gamma_{\gamma\text{He}}} \cdot \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} .$$

Die Gammabreiten sind der dritten Potenz der Gammaenergie proportional: $\Gamma_\gamma = \text{const.} \cdot E_\gamma^3$. In Resonanz sind die Gammaenergien etwas verschieden: $E_{\gamma\text{He}} = 16,7 \text{ MeV}$; $E_{\gamma\text{Li}} = 16,81 \text{ MeV}$.

Es folgt: $R = 0,98 \Gamma_p / \Gamma_n$.

Die Teilchenbreiten Γ_p bzw. Γ_n ergeben sich aus der Breit-Wignerschen Theorie zu $\Gamma = 2kP \cdot \gamma^2$. P ist die Penetrabilität des Coulombwalls, k die Wellenzahl der Teilchen.

Die reduzierte Breite γ^2 ist eine für ein Kern-Niveau charakteristische Konstante. Sie sollte beim $3/2^+$ Zustand in ${}^5\text{He}$ und ${}^5\text{Li}$ gleich sein, wenn die Kernkräfte ladungsunabhängig sind.

Berücksichtigt man die verschiedene Penetrabilität und Wellenzahl ($m_p = m_n$, Kernradius $3,0 \text{ fermi}$), so folgt weiter:

$$R = 0,98 \cdot 1,004 \cdot \frac{0,54 \cdot \gamma_{\text{Li}}^2}{0,56 \cdot \gamma_{\text{He}}^2} = 0,94 \cdot \frac{\gamma_{\text{Li}}^2}{\gamma_{\text{He}}^2}.$$

Die experimentell erhaltenen Werte sind (für die Gammaquerschnitte wurde nur der Resonanzanteil im Maximum der Resonanz eingesetzt, die Teilchenquerschnitte wurden aus Bo 52 und Ar 54 entnommen):

$$\sigma_{3\text{He}(d,p)} = 0,8 \pm 0,1 \text{ b} ; \quad \sigma_{3\text{H}(d,n)} = 5 \pm 0,1 \text{ b} ;$$

$$\sigma_{3\text{He}(d,\gamma)} = 35 \pm 4 \text{ } \mu\text{b} ; \quad \sigma_{3\text{H}(d,\gamma)} = 137 \pm 42 \text{ } \mu\text{b} ;$$

Damit ergibt sich das experimentelle Verhältnis:

$$R = \frac{\sigma_{3\text{H}(d,\gamma)} \cdot \sigma_{3\text{He}(d,p)}}{\sigma_{3\text{H}(d,n)} \cdot \sigma_{3\text{He}(d,\gamma)}} = \frac{137 \cdot 0,8}{5 \cdot 35} = 0,63 \pm 0,41.$$

Es stimmt innerhalb seiner Fehlergrenzen mit dem von der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte geforderten Wert überein. Die Fehlergrenzen sind groß, weil bei dreien der beteiligten Wirkungsquerschnitte der Meßfehler über 10 % liegt.

4.3.2 Vergleich der Direktquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt für den Direkteinfang von Deuteronen in ^3H und ^3He sollte bei der gleichen Energie gleich groß sein, wenn der Einfluß der verschiedenen Penetrabilität berücksichtigt wird:

$$V = \frac{\sigma_{\text{dir}} ^3\text{H} \cdot P_{\text{He}}}{\sigma_{\text{dir}} ^3\text{He} P_{\text{H}}} = 1 .$$

Experimentell findet man bei 1000 keV: $V = 1,2 \pm 0,6$
und bei 600 keV: $V = 0,8 \pm 0,4$.

Die Direktanteile am Querschnitt sind aus Bild 10 und 15 abgelesen. Für den Kernradius ist $R = 4 \cdot 10^{-13}$ cm eingesetzt.

Die Fehler sind groß, weil in die experimentellen Querschnitte der Fehler von Absolutwert und Anteil der Direktreaktion am Querschnitt eingeht. Man sieht, daß auch hier das gefundene Verhältnis innerhalb seiner Fehlergrenzen mit dem Wert übereinstimmt, der erwartet werden muß, wenn die Kernkräfte ladungsunabhängig sind.

4.4 Querschnitt der inversen Reaktion

Der Wirkungsquerschnitt für einen Kernprozeß ist mit dem für den inversen Prozeß verbunden über das Prinzip vom "detaillierten Gleichgewicht".

Danach gilt für das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts für Deuteroneneinfang im ^3He zu dem für den inversen Prozeß, den Deuteron-Photoeffekt am ^5Li (mutatis mutandis gilt dies auch für ^3H und ^5He):

$$\frac{\sigma(\gamma, d_0)}{\sigma(d, \gamma_0)} = \frac{(2I_{^3\text{He}} + 1) \cdot (2I_d + 1) k_d^2}{(2I_{^5\text{Li}} + 1) \cdot 2} \cdot \frac{1}{k_{\gamma}^2} .$$

Der Targetkern soll dabei immer im Grundzustand angetroffen werden und der Produktkern im Grunzustand zurückgelassen werden, daher der Index "o" an d_0 und γ_0 .

k_d und k_γ sind die Wellenzahlen von Deuteron und Gammaquant, I der Spin der Teilchen.

Setzt man die Werte ein, so folgt:

$$\frac{\sigma_{(\gamma, d_o)}}{\sigma_{(d, \gamma_o)}} = \frac{2.3 k_d^2}{4.2 k_\gamma^2} = \frac{3}{2} \frac{18 m_p c^2 \cdot E_{d, lab}}{25 E_\gamma^2}$$

Setzt man schließlich den gemessenen Wert für $\sigma_{(d, \gamma_o)}$ ein, dann ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für Deuteronen-Emission beim Photoeffekt an ${}^5\text{Li}$. Er ist in Bild 17 zusammen mit dem (d, γ_o) -Querschnitt aufgetragen.

Für die Reaktionen ${}^3\text{H}(d, \gamma_o){}^5\text{He}$ und ${}^5\text{He}(\gamma, d_o){}^3\text{H}$ wurden die Querschnitte in Bild 18 eingetragen.

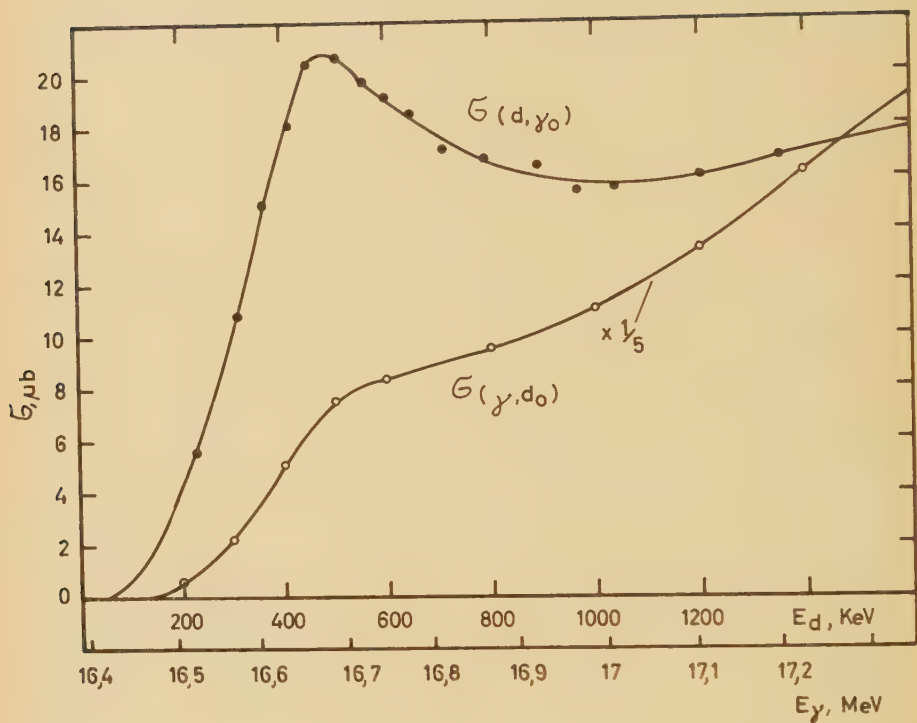


Bild 17 Wirkungsquerschnitt für Deuteronen-Einfang in ^3He und
Wirkungsquerschnitt für Deuteronen-Emission beim
Kernphotoeffekt an ^5Li

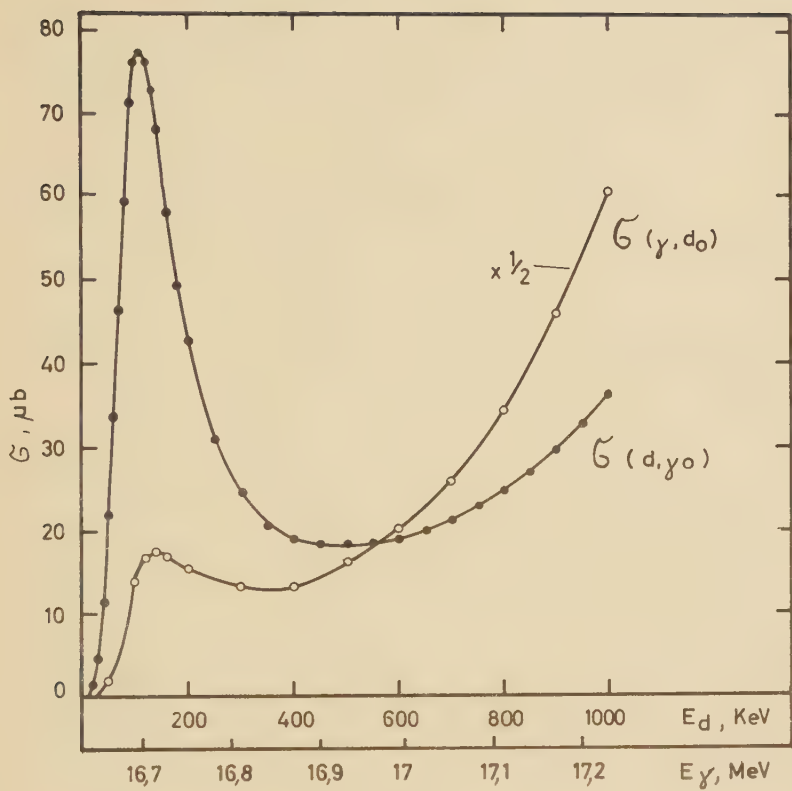


Bild 18 Wirkungsquerschnitt für Deuteronen-Einfang in ^3H und Wirkungsquerschnitt für Deuteronen-Emission beim Kernphotoeffekt an ^5He

5. Zusammenfassung

Das Spektrum der Gammastrahlen aus den Reaktionen ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma){}^5\text{He}$ und ${}^3\text{He}(\text{d},\gamma){}^5\text{Li}$ wurde gemessen. Es besteht jeweils aus einer Linie zum Grundzustand und einer zum ersten angeregten Zustand.

Im Fall des ${}^5\text{Li}$ ist das Intensitätsverhältnis V der beiden Gamma-linien $V = 1,0 \pm 0,15$ bei $E_d = 480 \text{ keV}$ und $V = 1,92 \pm 0,4$ bei $E_d = 1025 \text{ keV}$.

Für Lage und Breite der beiden tiefsten Niveaus im ${}^5\text{Li}$ ergeben sich folgende "naiven" Werte, die man aus dem Gammaspektrum abliest (alle Zahlen in MeV):

$$E_0 = 0; \Gamma_0 = 2 \pm 0,4; E_1 = 5,5 \pm 1; \Gamma_1 = 6,6 \pm 1,2.$$

Der Gesamt-Einfangquerschnitt beträgt bei ${}^3\text{H}(\text{d},\gamma)$ für $E_d = 110 \text{ keV}$: $\sigma = 140^{+58}_{-37} \mu\text{b}$, bei ${}^3\text{He}(\text{d},\gamma)$ für $E_d = 575 \text{ keV}$: $\sigma = 39,1 \pm 6 \mu\text{b}$.

Die Winkelverteilung der Einfangstrahlung bei der Reaktion ${}^3\text{He}(\text{d},\gamma)$ bei $E_d = 480 \text{ keV}$ ist isotrop, bei $E_d = 1025 \text{ keV}$ enthält sie einen kleinen Anteil mit $\sin^2\theta$ -Form ($10 \pm 5 \%$).

Der Einfangquerschnitt setzt sich zusammen aus einem Resonanzanteil, der über den Spin $3/2^+$ verläuft, und dessen Abhängigkeit von der Deuteronen-Energie der des (d,p) - bzw. (d,n) -Querschnitts gleich ist, und einem Direktanteil, der über den Spin $1/2^+$ verläuft. Dessen Energieabhängigkeit ist durch Penetrabilität und $1/v$ -Gesetz gegeben.

Die Deuteronen werden mit Bahndrehimpuls $l=0$ und elektrischem Dipolübergang eingefangen.

Aus dem Vergleich der Einfangquerschnitte in den Spiegelkernen ${}^3\text{H}$ und ${}^3\text{He}$ ergibt sich eine Bestätigung der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte innerhalb der Fehlergrenzen der experimentellen Werte.

Der (γ, d_0) -Querschnitt an ${}^5\text{He}$ beträgt $\sigma = 42 \mu\text{b}$ bei $E_\gamma = 17 \text{ MeV}$ und $\sigma = 55 \mu\text{b}$ an ${}^5\text{Li}$ bei derselben Energie.

6. Literaturverzeichnis

- Ad 52 Robert K. Adair Phys. Rev. 86(1952)155
Ar 54 Charged Particle Cross Sections,
Los Alamos Report LA-2014 (1957)
Ba 64 A.C.L. Barnard et al. Nucl. Phys. 50(1964)604
Bl 54 J.M. Blair et al. Phys. Rev. 96(1954)1023
Bo 52 T.W. Bonner et al. Phys. Rev. 88(1952)473
Br 59 G. Breit Handbuch der Physik Band 41,1 Berlin 1959
Bu 63 W. Buß Diplomarbeit Mainz 1963
Bu 63a W. Buß et al. Physics Letters 4(1963)198
Co 59 J.H. Coon et al. Bull. Am. Phys. Soc. II 4(1959)366
Da 63 A.S. Dawydow Theorie des Atomkerns Berlin 1963
Di 66 K. Dietrich Private Mitteilung 1966
Do 52 D.C. Dodder et al. Phys. Rev. 88(1952)520
Ev 61 F. Everling et al. 1960 Nuclear data tables, part 1
Fe 64 P. Fessenden et al. Phys. Rev. 133(1964)B71
Fo 61 B. Forkman Nuclear Physics 23(1961)269
Gr 57 G.W. Grodstein NBS-Circular 583
Ho 61 G.P. Ho et al. Nuclear Physics 27(1961)234
Nu 60 1960 Nuclear data tables, part 3
Sa 55 G.A. Sawyer et al. Phys. Rev. 98(1955)1305
Uh 64 R.P. Uhlig Journal of Research 68A(1964)401
Wi 66 K. Wildermuth Private Mitteilung 1966
Zi 63 B. Ziegler et al. Nucl. Instr. Meth. 24(1963)301

Herrn Privat-Dozent Dr. B. Ziegler danke ich herzlich für die Anregung zu diesem Thema, für viele Diskussionen, seine wertvollen Ratschläge und seine stete Hilfsbereitschaft.

Herrn Prof. Dr. H. Wäffler danke ich für die mir erwiesene Unterstützung und sein Interesse an dieser Arbeit.

Herrn Dr. W. Del Bianco danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Herrn Dipl. Math. C. Kurzeck, der die Programme abgefaßt und die Rechnungen im Deutschen Rechenzentrum Darmstadt durchgeführt hat, bin ich zu großem Dank verpflichtet.

Den Herren Dipl. Phys. K. Czock, cand. phys. H. Brückner und cand. phys. G. Weidinger bin ich dankbar für ihre Hilfe bei den Messungen.

Lebenslauf

Am 6. September 1938 wurde ich, Wolfgang Buß, als Sohn des Gendarmerie-Hauptmeisters Valentin Buß und seiner Ehefrau Emma, geb. Seiler, in Bobenheim/Rhein geboren.

Nach 4 Jahren Grundschule besuchte ich von Herbst 1948 an das altsprachliche Gymnasium Worms, wo ich am 1. März 1957 die Reifeprüfung ablegte.

Im Sommersemester 1957 begann ich an der Universität Mainz Physik zu studieren. Dort legte ich am 9. Dezember 1960 die Vordiplom- und am 29. November 1963 die Diplomprüfung ab.

Das Thema meiner Diplomarbeit lautete:

"Das 2 Kristall-Paarspektrometer und seine Verwendung zur Spektroskopie von Gammastrahlen in Anwesenheit schneller Neutronen."

Seither arbeite ich als Stipendiat an der kernphysikalischen Abteilung des Max Planck-Instituts für Chemie in Mainz.

